目　　录

上　　册

下　　册

第七章　电磁相互作用

带电粒子间的电磁相互作用，是人们了解得最早、最清楚的一种相互作用．在高速微观范围内，量子电动力学（QED）已被证明是一种相当完美的电磁相互作用理论，由它推导出的理论计算结果，甚至到 10^{-16}cm 的范围内也与实验结果符合得很好．

本章将介绍一些电磁相互作用的基本物理图象，如粒子间电磁作用弹性散射和深度非弹性散射，原子核和核子的电磁形状因子，质子和中子的结构函数，费曼部分子模型，以及 e^+e^- 湮灭和散射等过程．通过对这些问题的讨论，我们会看到电磁相互作用理论在研究粒子的电磁性质和电磁结构方面所能给予我们的那些重要知识．

经典电磁学认为，电荷密度 ρ 和电流密度 $\boldsymbol{j}$，分别是电场强度 $\mathbf{E}$ 及磁感应强度 $\mathbf{B}$ 的源．经过大量的科学实验和生产实践，总结出电磁场麦克斯韦方程在真空中的形式为

$$\begin{aligned}
&\nabla\cdot\mathbf{E}=4\pi\rho,\\
&\nabla\times\mathbf{E}=-\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t},\\
&\nabla\cdot\mathbf{B}=0,\\
&\nabla\times\mathbf{B}=\frac{1}{c}\left(4\pi\mathbf{j}+\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t}\right).
\end{aligned}\tag{7.1}$$

更方便的是采用标量势 ϕ 和矢量势 $\mathbf{A}$ 来描写电磁场．φ、$\mathbf{A}$ 和 $\mathbf{E}$、$\mathbf{B}$ 的关系分别定义为

$$\begin{aligned}
&\mathbf{E}=-\nabla\varphi-\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t},\\
&\mathbf{B}=\nabla\times\mathbf{A}.
\end{aligned}\tag{7.2}$$

在麦克斯韦方程式中含有一个常数，它是真空中场的变化在空间

传播的速度，即光速 c． t_p 时刻在 P 点的标量势 $\varphi_p(t_p)$ 和矢量势 $\mathbf{A}_p(t_p)$ 取决于离 P 点距离为 r 的 O 点处的电荷 $\rho_0(t')$ 及电流 $\mathbf{j}(t')$． t' 早于 t_p，即

$$t' = \left\{t_p - \left(\frac{r}{c}\right)\right\}.$$

由麦克斯韦方程 (7.1) 和势的定义 (7.2)，我们有

$$\varphi_p(t_p) = \int \frac{\rho_0(t')}{r} dV, \tag{7.3}$$

$$\mathbf{A}_p(t_p) = \int \frac{\mathbf{j}_0(t')}{cr} dV,$$

其中 dV 是 O 点处包含电荷及电流密度的体积元．

$c\rho$ 和 $\mathbf{j}$ 是四电流密度 j 的类时和类空分量．φ 和(A_x, A_y, A_z) 是四矢量 A 的四个分量 A_μ．

设一个粒子，在空间电荷密度为 ρ 的一个小体积内以速度 $\mathbf{v}$ 运动．这个粒子在空间表现为一个电流四矢量 $j = (\rho\mathbf{v}, ic\rho)$．另外一个粒子在空间另一地点，在一定的推迟时间 $\left\{t_p - \left(\frac{r}{c}\right)\right\}$ 通过四矢势 A 和 j 发生作用．可以算出，作用能量密度为无向积 $j \cdot A$．从式 (7.3) 可知，A 正比于产生它的四电流，因而这种作用也称为流-流相互作用．

经典场论认为带电粒子通过矢量场 $\mathbf{A}$ 进行电磁作用．量子场论认为带电粒子通过交换光子进行相互作用，最简单的过程是，初态一个电子跃迁到一个电子和一个光子的末态．微扰论的第一级跃迁矩阵元，正比于相互作用能量．如前所述，在经典电磁学中，这一相互作用能量可以写为

$$\int j \cdot A d^3x, \tag{7.4}$$

其中四电流 j 与电荷成正比．在量子电动力学中，这一相互作用能量写为

$$e\int \bar{u}\gamma_\mu u A_\mu d^3x, \tag{7.5}$$

其中 u 为电子的旋量波函数，γ_μ 为狄拉克四维 γ 矩阵．上述最简

单的跃迁过程，实际上是不能单独实现的，因为单个电子发射光子不能保持动量，能量同时守恒．但根据测不准关系式 $\Delta t\Delta E \sim \hbar$，在极短时间间隔 Δt 内，一个带电粒子发射一个能量约为 $\Delta E \sim \hbar/\Delta t$ 的光子还是可能的．另一带电粒子则可以在 Δt 时间内吸收此虚光子；结果是这两个带电粒子，通过交换虚光子进行了电磁散射．这种散射过程，包括发射和吸收光子的两个过程．每个过程的作用能量都包括 $\mathbf{j} \cdot \mathbf{A}$ 项．总过程的跃迁几率与 e^2 成正比，属于微扰论的二级过程．更高级的跃迁过程与 e 的更高次方成正比．无量纲量 $e^2/\hbar c$ 的数值约为 1/137，因此跃迁的级数愈高，几率愈小，微扰展开项收敛很快．这是量子电动力学能够利用微扰论解决很多问题并得到精确结果的重要原因．

§7.1 费 曼 图

费曼图是 1947 年费曼在处理量子电动力学问题中提出来的一种形象的方法，用来描写粒子间的相互作用，用图形直观地表示粒子散射、反应和转化等过程，在粒子物理中很有用．不仅可用于处理电磁相互作用过程，而且也可以很好地反映强作用及弱作用过程．事实上，在量子场论中费曼图具有更深的含意，图形和计算有很密切的联系．可以根据一个过程的费曼图和一些规则，很方便地写出这个过程跃迁几率的计算公式(参看附录 V)．这里仅对费曼图画法作初步介绍．

7.1.1 电磁作用费曼图的一些规定

1. 时间轴以向上为正，下面代表初态，上面代表末态．也有人以左边代表初态，右边代表末态，即取时间轴向右为正．我们一般用时间轴向上为正作图．

2. 习惯上以实线——表示费米子，用波线~~~~表示光子，用虚线----表示玻色子，用ꝍꝍꝍ 表示胶子．

3. 正费米子(e^-，μ^-，p，n 等)用正时间方向的箭头(↑)表示，

反费米子 (e^+, μ^+, $\bar{p}$, $\bar{n}$ 等) 用反时间方向的箭头(↓)表示.

4. 费曼图一般由外线,内线和顶点构成.外线表示入射或出射粒子,即初、末态粒子,其一端连接于一个顶点,另一端是自由的.内线两端连接两个顶点,反映中间过程,有时是虚态粒子,在量子场论中表示传播因子.顶点表示相互作用发生之处.

5. 几条线的联结点是相互作用点,称为作用顶点.顶点处应遵守能量、动量、电荷,轻子数、重子数以及总角动量等守恒规律.有些不同的物理过程,在费曼图上可能很相似,如图 7.1 中给出的各种具体的电磁相互作用过程的费曼图.

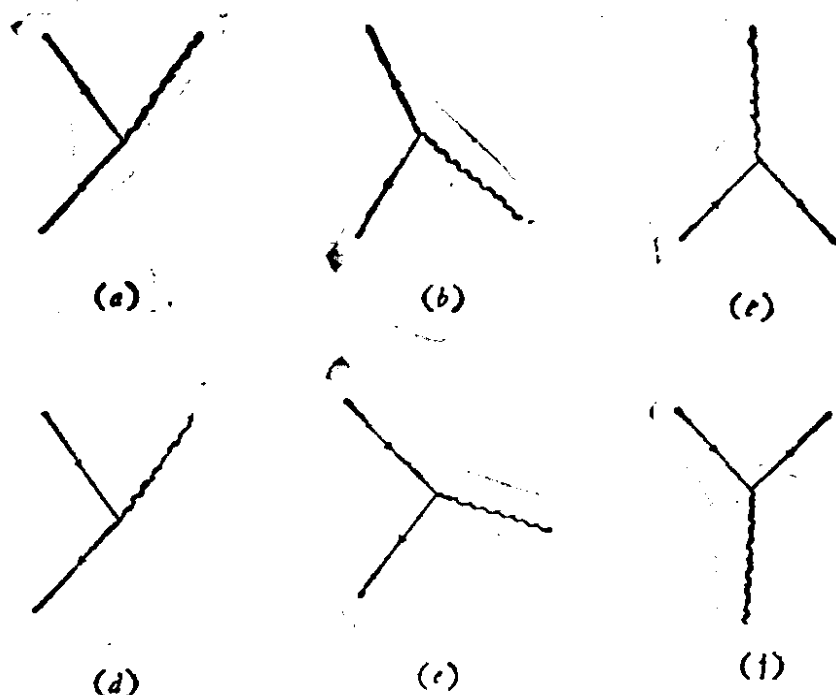


图 7.1 几种基本电磁相互作用过程的费曼图

(a) 电子辐射光子($e^- \longrightarrow e^- + \gamma$), (b) 电子吸收光子($e^- + \gamma \longrightarrow e^-$), (c) 电子偶湮灭 ($e^+ + e^- \longrightarrow \gamma$), (d) 正电子辐射光子 ($e^+ \longrightarrow e^+ + \gamma$), (e) 正电子吸收光子($e^+ + \gamma \longrightarrow e^+$), (f) 电子对产生 ($\gamma \longrightarrow e^+ + e^-$)

图 7.1 中六种不同的电磁作用过程,在费曼图上基本相似,都是两条费米子线和一条光子线相交于一个顶点上,只不过是线的上下摆法不同,它们都是电子场和电磁场相互作用引起的.

下面我们来看康普顿散射 $\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$,这个过程实际

上是电子场和电磁场两次作用的结果，是连续进行两次电磁作用的过程，每一次作用都需要用一个电磁作用顶点来描写．用费曼图表示时，如图 7.2，其中 (b) 和 (c) 两个图实际上是一样的，只不过中间线左右的高低(时间方向)不同．可以合起来画成一个中间线左右一般平的费曼图，用以代表 (b)、(c) 两个实际过程．这样

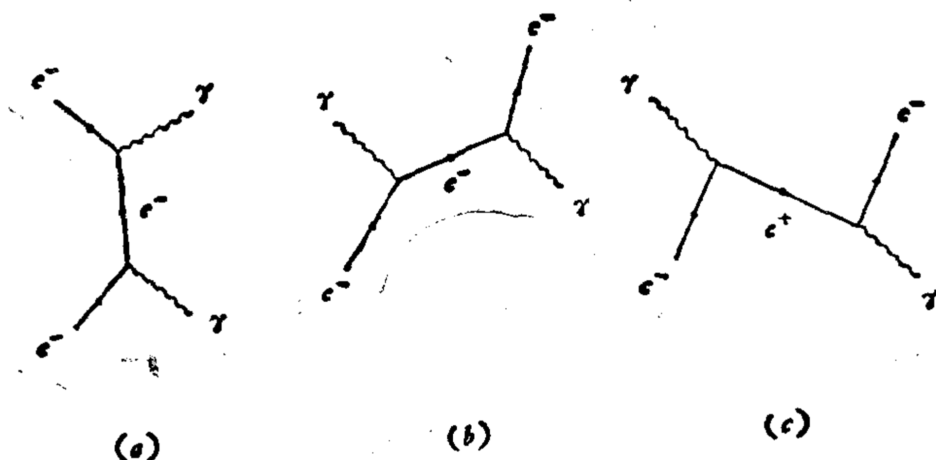
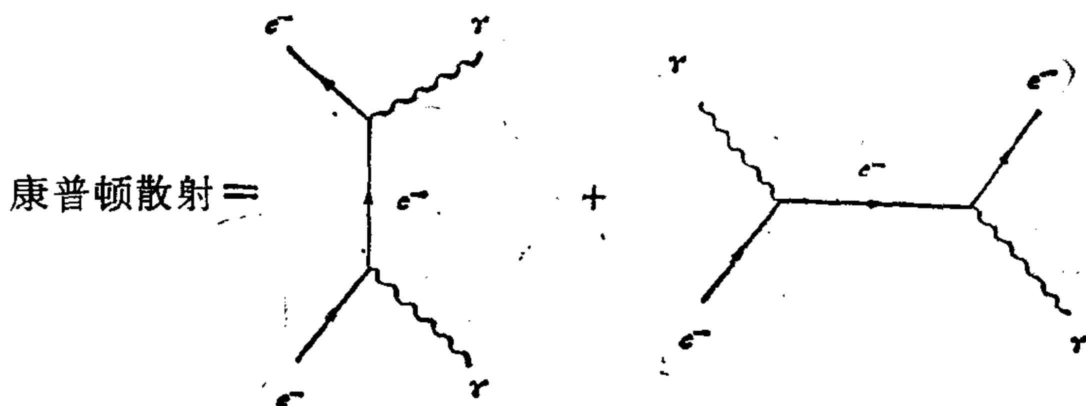


图 7.2 康普顿散射费曼图

(a) $e^- + \gamma \longrightarrow e^- \longrightarrow e^- + \gamma$, (b) $e^- \longrightarrow \gamma + e^- \ \big|\!\xrightarrow{+\gamma} e^-$,

(c) $\gamma \longrightarrow e^- + e^+ \ \big|\!\xrightarrow{+e^-} \gamma$

康普顿散射就剩下两个图了．



在上面这两个例子中，我们看到一些内线，即两端都是相互作用顶点的连线．这些内线粒子，在反应初态和末态中均不出现，属于中间过程，称为虚粒子．而外线代表的粒子都是在初态或末态中观察到的粒子，是实际存在的粒子．初态和末态的实粒子，需要满足以下两个要求：

(i) 初态和末态间总动量、能量守恒.

(ii) 每个实粒子的动量、能量应满足通常所谓的“质壳条件”：

$$\mathbf{p}_i + m_i^2 = E_i^2, \tag{7.6}$$

或

$$\mathbf{p}_i - E_i^2 + m_i^2 = p_i^2 + m_i^2 = 0, \tag{7.7}$$

内线的虚粒子不满足质壳条件.

电磁相互作用的规律比较清楚，基本的电磁相互作用可用图 7.1 中的各种顶点的费曼图描述. 但这类顶点代表的过程不能单独实现，因为能量和动量守恒定律不允许三个粒子同时满足质壳条件. 但如果这类图中有一条线是内线，而内线不需要满足质壳条件,则这种基本的电磁作用过程的费曼图,将作为一个复杂过程总费曼图的一部分而存在. 例如图 7.2 康普顿散射的费曼图中,即包括图 7.1 中的各类顶点.

自由光子不能生偶,但有其他粒子在旁边参与作用时,例如光子在质子的库仑场中时,则能够产生电子-正电子偶 (图 7.3).

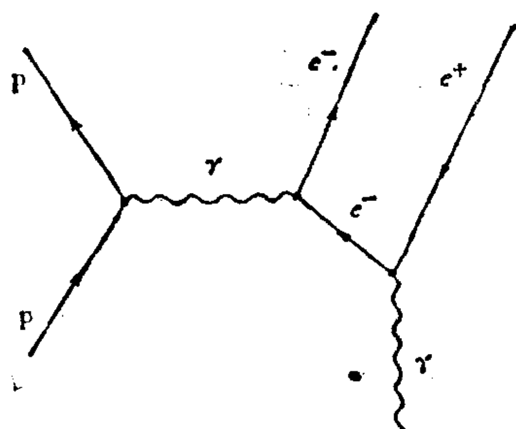


图 7.3 γ光子在质子的库仑场中产生正、负电子偶

6. 费曼给出了求任一种费曼图量子力学几率振幅的方法. 一般地说，一个过程可以用几个基本费曼图的总合表示时，总几率是每个基本图的几率振幅之和的平方. 表示为

总几率＝|几率振幅之和|².

由于电磁相互作用比较弱，其耦合常数为 $e^2/\hbar c = 1/137$.即每个顶点对跃迁振幅贡献一个因子 $e/\sqrt{\hbar c}$，对跃迁几率贡献一个因子 1/137. n 个顶点(每个对应图 7.1 中的一个图)对跃迁振幅贡献因子 $(e/\sqrt{\hbar c})^n$. 高一级电磁相互作用,其几率大约要小两个数量级,因此电磁相互作用的跃迁振幅,可用微扰论展开为各级相互作用之和. 例如,图

7.2 中给出的康普顿散射的几个费曼图，都属于二级电磁作用．实际上康普顿散射中，还应包括高级(四级，六级……)费曼图．在要求高精确度时，要考虑四级费曼图（图 7.4）及六级费曼图的贡献，有时用一个大圆团表示顶点（图 7.5），意味着已将所有各级相互作用都包括在内了，其中最低级图的贡献是主要的．

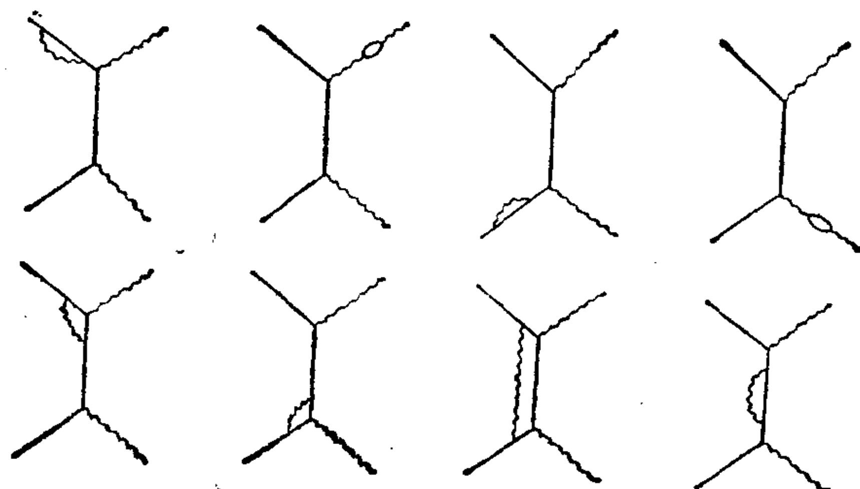


图 7.4 康普顿散射中包括的四级电磁作用费曼图

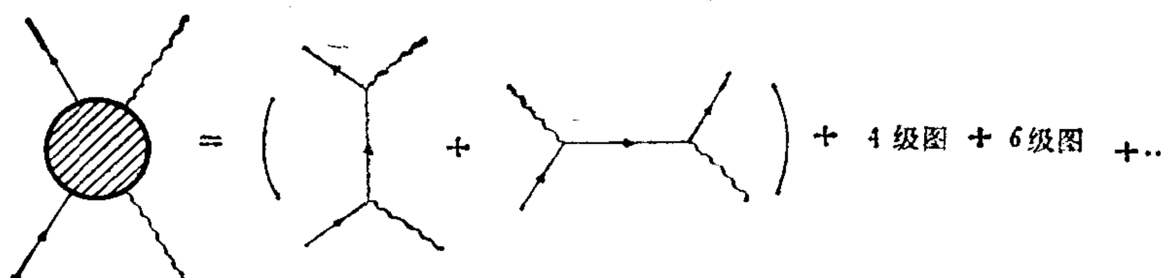


图 7.5 康普顿散射中包括的各级费曼图

7. 在画费曼图时，常用一条单线描写电子和光子，而忽略自由电子及自由光子本身的高级费曼图．即只取图 7.6 及图 7.7 中的第一项，不取其它高级项费曼图．

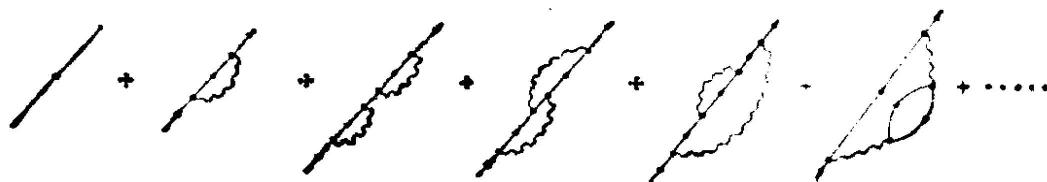


图 7.6 自由电子的费曼图

因为图中有关 的各项相当于电子对光子发射和再吸收．有关 的各项相当于光子的生偶和再湮灭．这些项的存在，对几率振幅的贡献都是无限大．通过重整化处理这些高次虚相互作用项，消除几率计算中的无限大，使得自由电子及自由光子得到正确的描述，而且能够以任意精确度算出实际过程的几率．

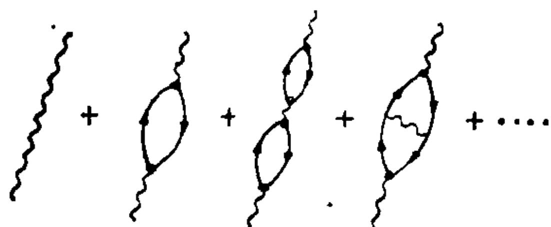


图 7.7 自由光子的费曼图

从图 7.4，7.6 和 7.7 中可以看出，高阶修正产生的无穷大困难，主要来自三种最基本的图形，见图 7.8．量子电动力学的重整化方法仔细研究了这些真空极化，电子自能和顶点修正图的发散行为，并给出了消除的方法．这样，对于电磁相互作用，任何高阶图都可以通过重整化方法来消除其发散困难，进行计算，消除无穷大后所剩下的对跃迁几率的有限贡献，就是辐射修正．因此我们说，量子电动力学是一个可重整化的理论．

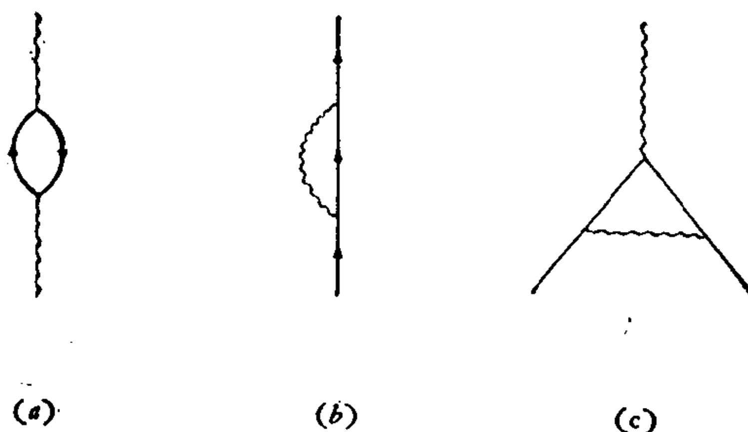


图 7.8 三种基本的电磁作用发散图

(a) 真空极化，(b) 电子自能，(c) 顶点修正

7.1.2 弱相互作用和强相互作用过程的费曼图

1. 早期由费米提出的弱相互作用理论认为，弱作用过程是四

个费米子的直接作用，画费曼图时，四条费米子线交于顶点，两个箭头朝内，两个箭头朝外．例如中子的β衰变，可用图 7.9 (a) 表示。

近代弱作用理论认为：电磁作用是通过交换光子进行的，弱相互作用是通过交换中间玻色子$W^{\pm}$、Z^0进行的．例如，中子的β衰变，是通过交换W^-介子进行的．其费曼图相当于图 7.9 (b)．

由于弱作用比电磁作用还弱得多，因此高一级弱相互作用的几率减少得更多．在现有的实验精度内，除极少数特殊问题外，一般只考虑一级弱相互作用就够了．

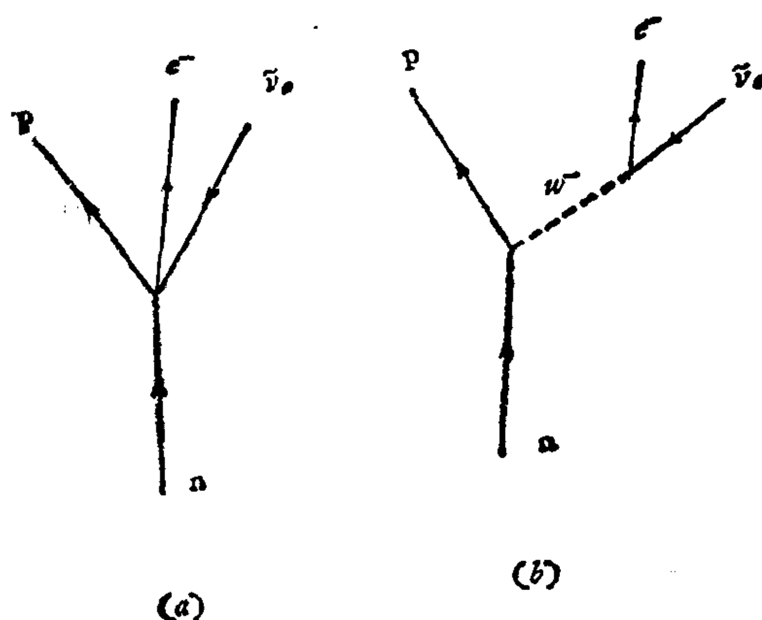


图 7.9 中子β衰变过程的费曼图

(a) β 衰变费米理论给出的费曼图

(b) 通过交换中间玻色子 W^- 进行弱作用衰变的费曼图

2. 强相互作用的耦合常数数量级约为 1，因此高级强相互作用的贡献不见得比低级贡献小．因此，强相互作用过程一般不能用微扰论展开，即不能只取有限个低级图的贡献来近似地代表整个过程．这时我们也不能用与实验比较的方法来推测相互作用原始顶点的形式．这也是我们至今对强相互作用机制还不很清楚，没有很成功的强相互作用动力学理论的重要原因之一．反映在费曼图中，我们只能按守恒定律的要求，画出强相互作用的有效相互作

用顶点.

过去认为强作用是通过交换 π 介子进行的. 目前量子色动力学 (QCD) 认为层子间的强相互作用是通过胶子场传递的. 通过交换胶子, 改变层子的颜色, 传递了强相互作用. 图 7.10 中给出了一个通过交换胶子改变层子颜色的过程的费曼图.

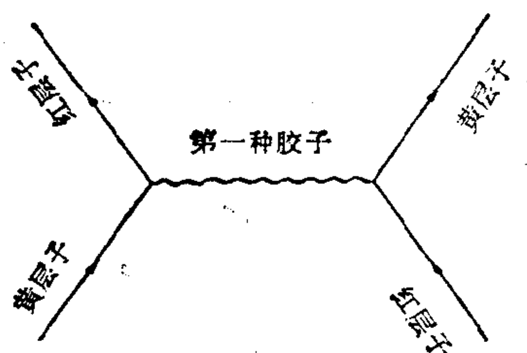


图 7.10 吸收或放出胶子可以改变层子的颜色——强作用费曼图举例

3. 在画费曼图时, 以下两点可用以检验画的是否正确:

(i) 任何顶点上连续的费米子线必需为偶数条, 箭头朝内和朝外的实线条数应相等.

(ii) 上述要求对轻子线和重子线分别成立, 这实际上反映了轻子数和重子数分别守恒的规律.

7.1.3 几个例子

1. 正反粒子对撞. 这是近代高能物理中一类非常重要的实验. 例如,

$$
\begin{aligned}
e^+e^- &\to e^+e^-,\ \mu^+\mu^-,\ \tau^+\tau^- \\
&\to \pi^+\pi^-,\ \pi^+\pi^-\pi^0,\ K^+K^-,\ p\bar{p},\ n\bar{n} \qquad (7.8)\\
p\bar{p} &\to e^+e^-,\ \mu^+\mu^-,\ \tau^+\tau^- \\
&\to \pi^+\pi^-,\ K^+K^-,\ n\bar{n},\ \pi^+\pi^-\pi^0\cdots\cdots
\end{aligned}
$$

这些过程有的属于纯电磁过程, 如 $e^+e^- \to e^+e^-$ (Bhabha 散射) 和 $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$, 有的由于有强子对产生, 则不完全属于电磁过程. 图 7.11 给出了部分过程的最低阶费曼图.

在图 7.11 中 Bhabha 散射包括 (a) 和 (b) 两个过程. 在图 (a) 中, 电子和正电子交换一个虚光子而发生相互作用, 属于电磁散射过程. 在 (b), (c), (d) 三个图中, 首先是 e^+e^- 湮灭, 产生一个虚光子, 然后虚光子再产生出其它粒子. 对于散射过程 (a), 设初、末态电子的四动量分别为 P_1 和 P_2, 则中间态虚光子的不变质

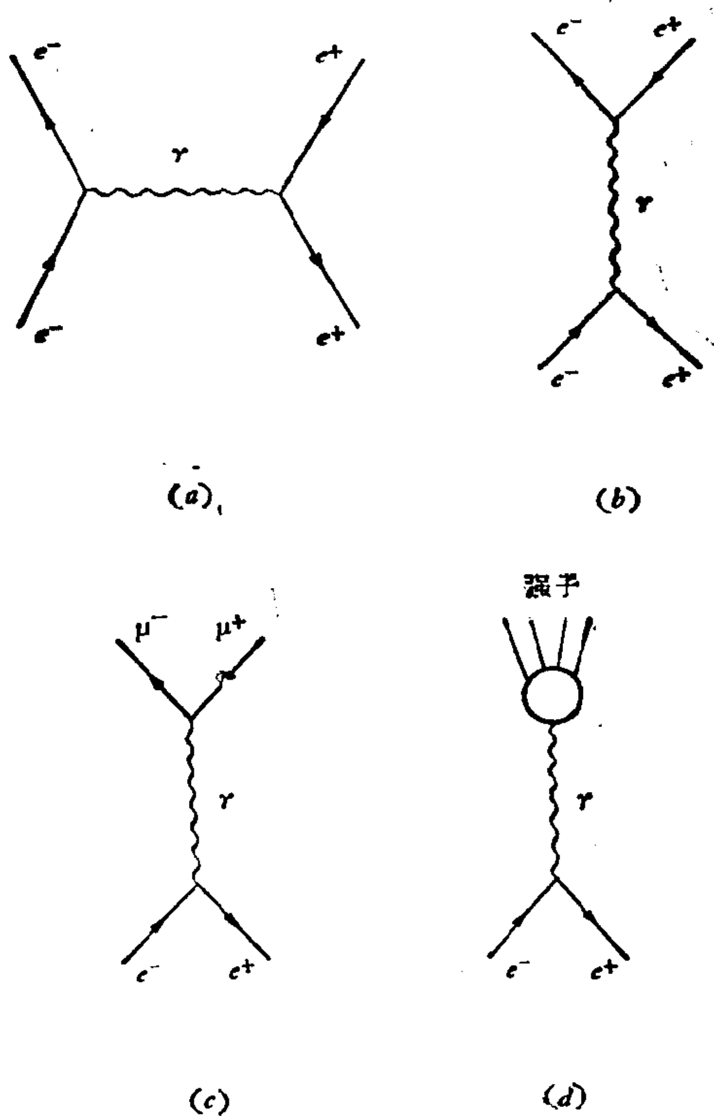


图 7.11 e^+e^- 对撞中一些过程的最低阶费曼图
(a), (b) $e^+e^- \longrightarrow e^+e^-$ (Bhabha 散射),
(c) $e^+e^- \longrightarrow \mu^+\mu^-$, (d) $e^+e^- \longrightarrow h$ (强子)

量平方为

$$
\begin{aligned}
q^2 &= (\mathrm{P}_1 - \mathrm{P}_2)^2 = (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)^2 - (E_1 - E_2)^2 \\
&\cong 2p_1p_2(1 - \cos\theta) \\
&= 4p_1p_2\sin^2\theta/2 > 0,
\end{aligned}
\tag{7.9}
$$

其中 θ 为散射角，并忽略了电子的质量 m_e. 我们说，对于散射过程,四动量转移是类空的,因为这时 q^2 的符号为正，与其空间部分(即动量部分)的符号一致. 而对于湮灭过程 (b), (c), (d), 设初态 e^+ 和 e^- 的四动量分别为 P_1 和 P_2, 则中间态虚光子的不变

质量平方为

$$q^2 = (P_1 + P_2)^2 = (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2 - (E_1 + E_2)^2$$

若在质心系中讨论，则 $\mathbf{p}_1 = -\mathbf{p}_2$，$E_1 = E_2 = E$，因而

$$q^2 = -(2E)^2 = -E^{*2} < 0. \tag{7.10}$$

这里用 E^* 标记质心系的总能量. $q^2 < 0$ 的过程称为类时过程，因为这时 q^2 的符号与其时间部分(也即是能量部分)的符号一致. 因此我们说湮灭过程属于类时过程，它所转移的实际上是能量，而不是动量.

需要注意的是，无论是类空过程 ($q^2 > 0$)，还是类时过程 ($q^2 < 0$)，其光子都是虚的. 实光子的静质量为零，应有 $q^2 = 0$. 另外，从图 7.11 (d) 还可以预期，类时光子能够转化为矢量介子，然后矢量介子通过强作用再转变(称为碎裂，fragmentation) 成其它强子. 关于这个问题，以后还要进行仔细的讨论.

2. 介子衰变费曼图. 我们分析以下几种介子衰变过程:

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+\nu_\mu, \tag{7.11a}$$

$$\pi^+ \longrightarrow \pi^0 e^+\nu_e, \tag{7.11b}$$

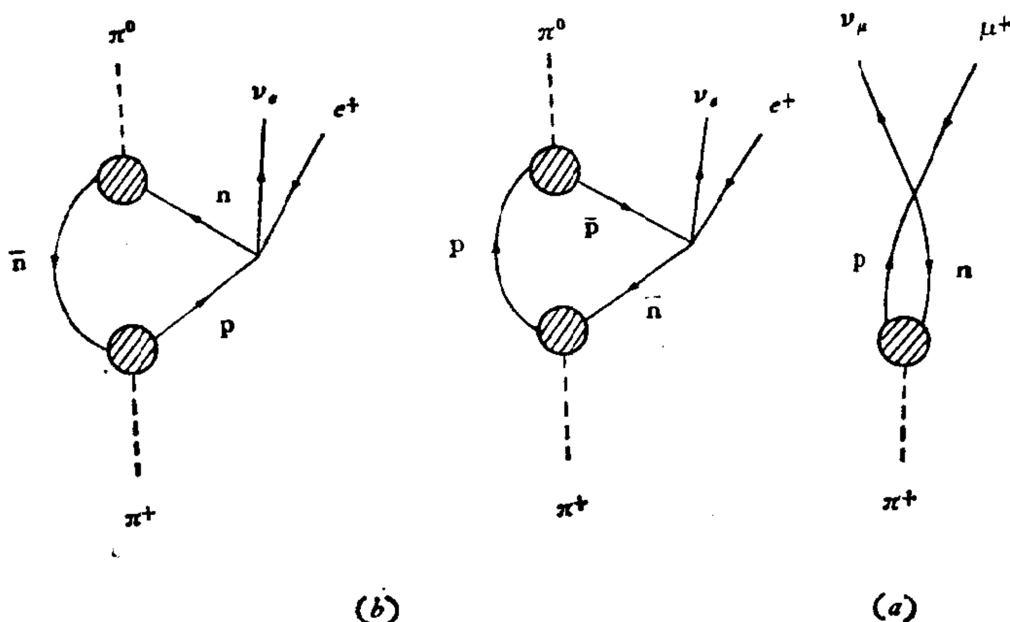


图 7.12 π^+ 介子两种衰变方式的费曼图

(a) $\pi^+ \longrightarrow \mu^+\nu_\mu$

(b) $\pi^+ \longrightarrow \pi^0 e^+\nu_e$

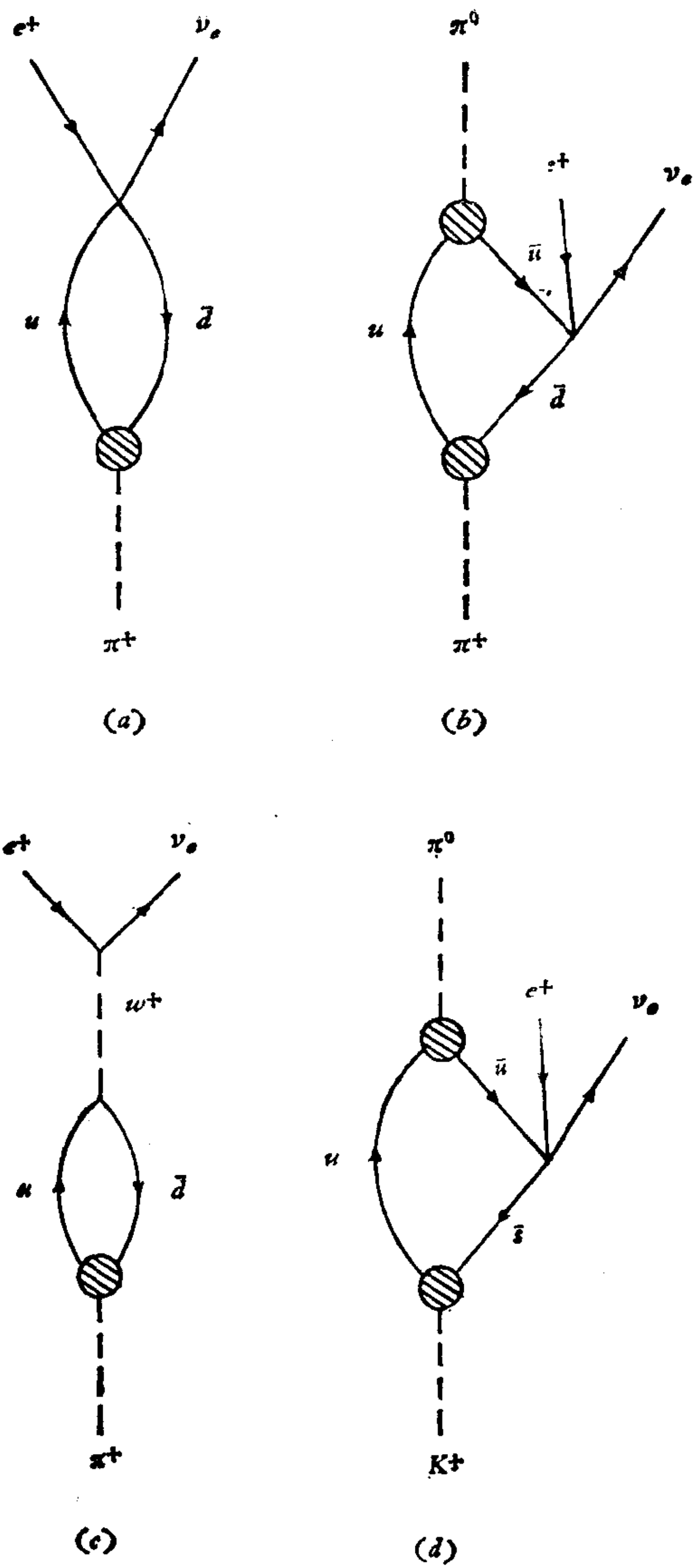


图 7.13 π^+, K^+ 介子几种衰变方式的费曼图

$$K^+ \to \pi^0 e^+ \nu_e. \tag{7.11c}$$

过去认为介子可以通过强相互作用转化为正、反核子对，然后正、反核子对通过弱相互作用过程转化为轻子对，其衰变机制如图 7.12 所示．其中◎是强相互作用的有效顶点．

在强子的层子模型提出后，可以用层子的衰变过程解释强子衰变．图 7.12 衰变过程，可用 ($\bar{d}u$) 与 ($e^+\nu_e$) 之间的弱作用过程图 7.13 (a)，(b) 描写．而且还可能是通过弱作用中间玻色子 ($W^\pm$) 传递的弱作用，如图 7.13 (c) 所示．而 K^+ 介子衰变过程则可用 ($\bar{s}u$) 与 ($e^+\nu_e$) 之间的弱作用过程描写，如图 7.13 (d)．

3. 超子衰变费曼图．几种超子的衰变方式，如：

$$\Lambda \to \pi^- + \mathrm{p}, \tag{7.12}$$

$$\Sigma^+ \to \pi^+ + \mathrm{n}, \tag{7.13}$$

$$\Omega^- \to \pi^0 + \Xi^-, \tag{7.14a}$$

$$\to \pi^- + \Xi^0. \tag{7.14b}$$

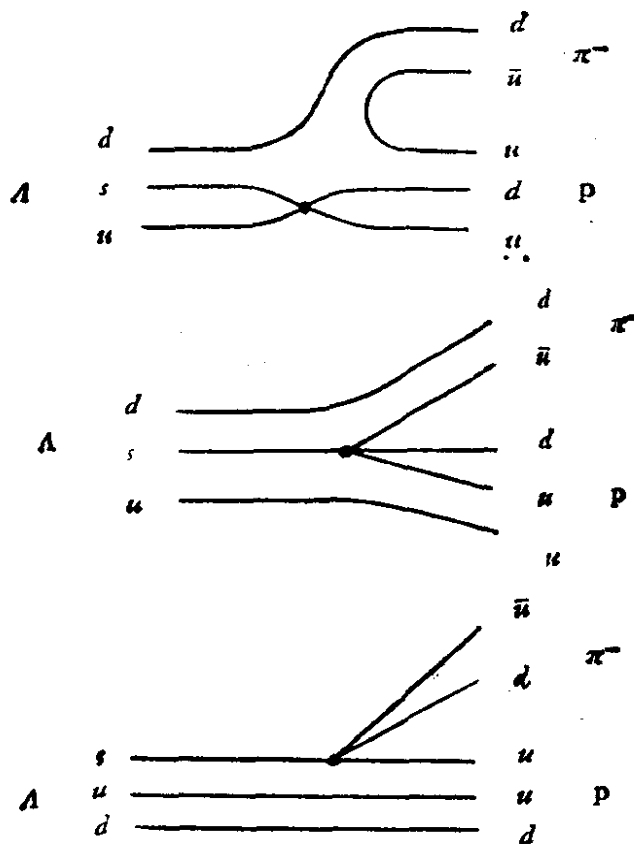


图 7.14　$\Lambda \longrightarrow \pi^- p$ 反应层子过程的费曼图

从层子模型观点看，都属于(us)和(du)层子对之间的弱作用。图 7.14—7.16 给出各种衰变方式的费曼图。

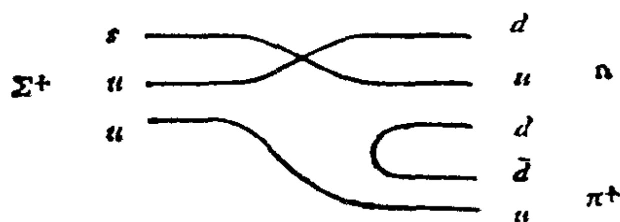


图 7.15 $\Sigma^+ \longrightarrow \pi^+ n$ 反应层子过程的费曼图

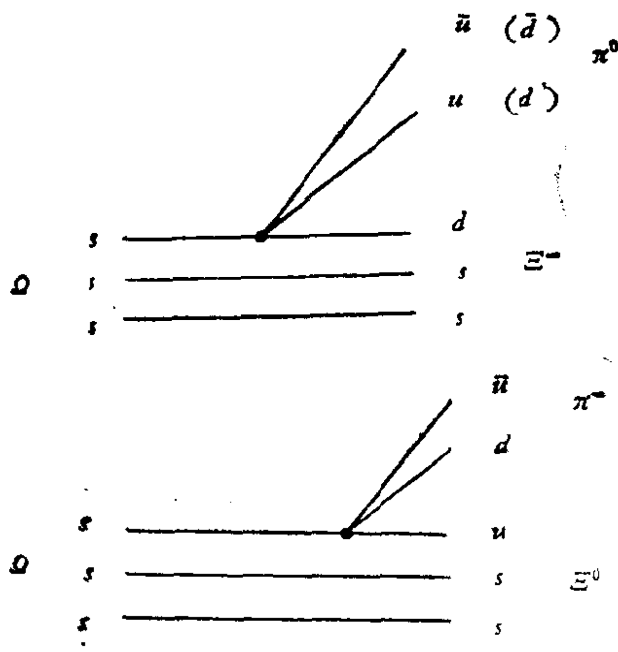


图 7.16 $\Omega^- \longrightarrow \pi^0 \Xi^- \longrightarrow \pi^- \Xi^0$ 过程的费曼图

§7.2 电磁形状因子

原子核和核子都有一定的大小，具有内部结构。我们唯象地用电磁形状因子描写它们的内部电荷、磁矩分布。实验上可以用高能电子束作探针，进行散射实验，测定原子核及核子的电磁形状因子。量子电动力学可以精确地计算各种情况下电磁散射截面和角分布，如点粒子和点粒子之间的散射，点粒子和具有一定空间电荷分布的粒子之间的散射，以及自旋为零或自旋不为零粒子之间

的电磁散射等等．在一定情况下进行理论计算，和有关电磁作用截面及角分布的实验结果进行比较，可以定出非点粒子的电磁形状因子．

7.2.1 电磁作用弹性散射

弹性散射实验为分析和了解各种粒子结构提供了很多有用的实验数据．二十世纪初卢瑟福就是根据 α 粒子的强相互作用(大角度)弹性散射实验结果，知道原子内有原子核的结构．通过电子与核子电磁作用散射实验，可以进一步了解核子结构．下面先介绍无自旋的点粒子之间电磁散射的情况，然后再讨论原子核及核子的形状因子．

1. 卢瑟福散射(点粒子＋点粒子，自旋 0 ＋ 0 散射)

忽略自旋作用，假设入射电子无自旋，其质量为 m，动量为 $\mathbf{p}_0$．靶原子核质量为 M，电荷为 Ze，自旋也为零．入射点电子在点原子核库仑场作用下，动量由 $\mathbf{p}_0$ 变为 $\mathbf{p}$．原子核本身不激发，入射电子传递给原子核的动量 $\mathbf{q}=\mathbf{p}_0-\mathbf{p}$．

电子和原子核之间的库仑作用为

$$V(r)=-\frac{Ze^2}{r}. \tag{7.15}$$

由于原子核周围的轨道电子有屏蔽作用，所以实际的库仑作用为

$$V(r)=-\frac{Ze^2}{r}e^{-r/a} \tag{7.16}$$

其中 a 是描述屏蔽的一个参数．应用玻恩近似法和其他一些近似条件，可以算出卢瑟福散射微分截面：

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{卢}=\frac{4m^2(Ze^2)^2}{[\mathrm{q}^2+(1/a)^2]^2}. \tag{7.17}$$

在电子动量大于几个 MeV 时，$1/a$ 和 q 相比可以忽略，上式简化为

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{卢}=\frac{4m^2Z^2e^4}{\mathrm{q}^4} \tag{7.18}$$

上面定义的 $\mathbf{q}=\mathbf{p}_0-\mathbf{p}$ 是入射电子与靶原子核之间，在实验室系统中的三动量转移．为了用与参考系无关的公式表示散射情况，最好引入四动量转移 q 值，其空间分量即为三动量转移 $\mathbf{q}$，而时间分量则为能量转移．设电子在和原子核散射以前及以后的四动量分别为 P_0 和 P，如图 7.17 所示，则

$$q = P_0 - P = [(\mathbf{p}_0 - \mathbf{p}),\ i(E_0 - E)]. \tag{7.19}$$

四动量转移平方为

$$\begin{aligned} q^2 &= (\mathbf{p}_0 - \mathbf{p})^2 - (E_0 - E)^2 \\ &= -2m_e^2 - 2pp_0\cos\theta + 2EE_0 \end{aligned} \tag{7.20}$$

如果忽略电子质量（$m_e^2 \ll q^2$），则

$$q^2 = 2pp_0(1-\cos\theta) = 4pp_0\sin^2\frac{\theta}{2} \tag{7.21}$$

已知 $\sin^2\theta/2$ 的值在 0 与 1 之间，故 q^2 总为正值．由此我们再一次看到，所有散射过程都是类空的，$q^2 > 0$．

用原子核动能变化表示 q^2 时，

$$\begin{aligned} q^2 &= (0 - \mathbf{p}')^2 - (M - W)^2 = -2M^2 + 2MW \\ &= 2M(W - M) = 2MT. \end{aligned} \tag{7.22}$$

其中：W 为散射后原子核的总能量，$\mathbf{p}'$ 为散射后原子核的动量，$T = W - M$ 是原子核得到的动能．上式可写成

$$\frac{W}{M} = 1 + \frac{q^2}{2M^2}. \tag{7.23}$$

在原子核反冲不大时，$q^2 \ll 2M^2$，这时有 $\frac{W}{M} \simeq 1$．

虽然 (7.20)，(7.21) 式中 q^2 是由实验室系中算出的．但它是不变量，在所有参考系中，q^2 的数值都是相同的．另外，在能量交换不大时，四动量交换 q^2 仍等于三动量交换 $\mathbf{q}^2$．将 (7.21) 式代入 (7.18) 式，可以得到卢瑟福散射公式

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R = \left(\frac{Ze^2}{2mv^2}\right)^2 \frac{1}{\sin^4\frac{\theta}{2}}, \tag{7.24}$$

其中 v 为电子速度．

2. 莫特（N. F. Mott）散射（点粒子＋点粒子，自旋 1/2 + 0

的散射）.

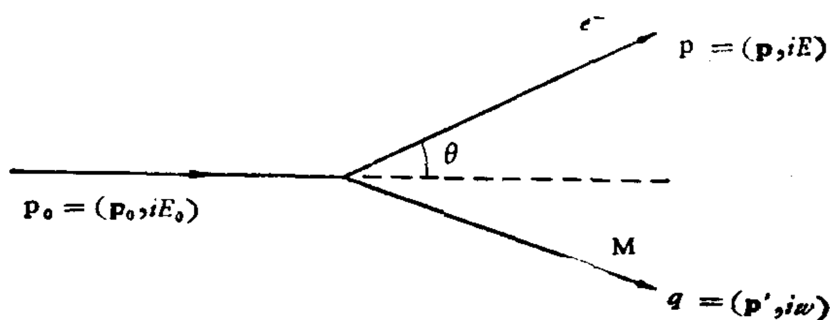


图 7.17 电子-原子核弹性散射四动量变化

在考虑到电子自旋时，用狄拉克(四分量)波函数描写电子，可以算出自旋为 1/2 的相对论点电子，对于自旋为零、电荷为 Ze 的点原子核散射微分截面为

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{莫}=\frac{Z^2e^4\cos^2\dfrac{\theta}{2}}{4p_0^2v^2\sin^4\dfrac{\theta}{2}\left[1+\dfrac{2p_0}{M}\sin^2\dfrac{\theta}{2}\right]}$$

$$=\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{卢}\frac{\cos^2\theta/2}{\left[1+\dfrac{2p_0}{M}\sin^2\dfrac{\theta}{2}\right]} \tag{7.25}$$

这个式子是 1930 年由莫特算出的，称为莫特公式. 与卢瑟福公式比较，莫特公式分子中多 $\cos^2\dfrac{\theta}{2}$ 一项，分母中多 $\dfrac{2p_0}{M}\sin^2\dfrac{\theta}{2}$ 一项. 在小角度时，它们对微分截面影响不大，两式基本相同. 对高能电子，大角度散射，两式的差别才明显起来.

7.2.2 原子核的形状因子

为了得到简单的物理图象，我们还是考虑能量转换小的情况. 如上所述，此时四动量转移变为三动量转移.

计算表明，如果原子核有一定体积，在此体积中电荷的分布函数为 $\rho(\mathbf{R})$，电子对于有一定电荷分布的原子核散射微分截面为

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{莫}\left|F(q^2)\right|^2, \tag{7.26}$$

即在考虑到原子核体积及其中电荷分布时，其散射截面公式比莫

特散射多出一个因子$|F(q^2)|^2$. 其中 $F(q^2)$ 称为原子核的形状因子，与核内电荷分布密度 $\rho(\mathbf{R})$ 的关系，是傅氏变换

$$F(q^2) = \int \rho(\mathbf{R}) e^{i\mathbf{q}\mathbf{R}} d^3R. \tag{7.27}$$

对角度积分后变为

$$F(q^2) = \int \rho(R) \frac{\sin qR}{qR} 4\pi R^2 dR. \tag{7.28}$$

举个例子，如果原子核内电荷分布函数为汤川 (Yukawa) 分布

$$\rho(R) = \rho_0 \frac{e^{-\alpha R}}{R}, \tag{7.29}$$

则其形状因子为:

$$\begin{aligned} F(q^2) &= 4\pi\rho_0 \int \frac{e^{-\alpha R}}{2iqR} (e^{iqR} - e^{-iqR}) R^2 dR \\ &= 4\pi\rho_0 \frac{1}{\alpha^2 + q^2}. \end{aligned} \tag{7.30}$$

由归一化要求得到 $\alpha^2 = 4\pi\rho_0$，故

$$F(q^2) = \frac{1}{\left(1 + \frac{q^2}{\alpha^2}\right)}. \tag{7.31}$$

图 7.18 给出电荷密度汤川分布及其相应形状因子的分布曲线.

根据电荷分布曲线，可以算出电荷分布的均方半径

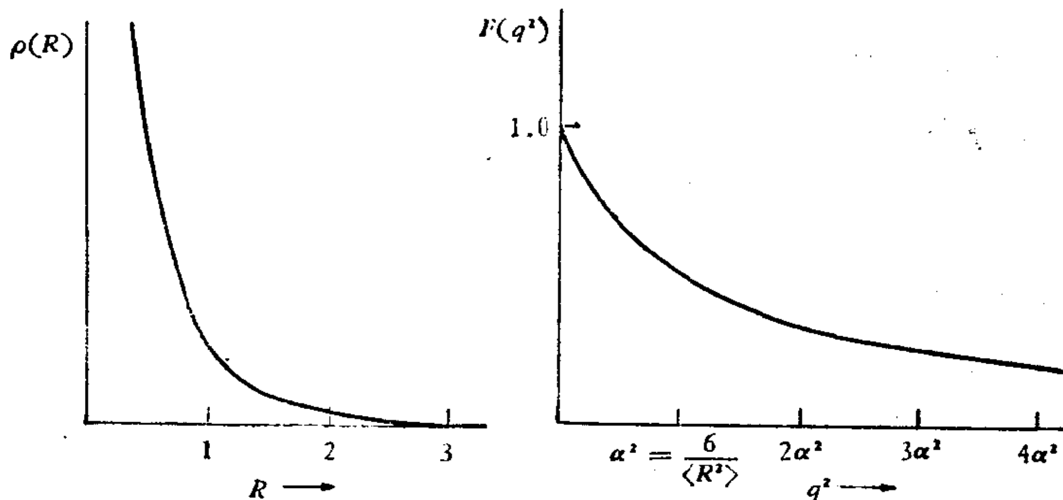


图 7.18 原子核电荷的汤川分布及其形状因子

$$\langle R^2\rangle = \frac{\int \rho(R)R^2 \cdot R^2 dR}{\int \rho(R)R^2 dR} = \frac{6}{\alpha^2}, \tag{7.32}$$

因此

$$F(q^2) = \frac{1}{1+\frac{q^2\langle R^2\rangle}{6}}. \tag{7.33}$$

在 $q^2\langle R^2\rangle$ 很小时，上式可展为

$$F(q^2) = 1 - \frac{q^2\langle R^2\rangle}{6} + \cdots. \tag{7.34}$$

表 7.1 列出了几种不同电荷分布的有关情况.

表 7.1　原子核具有不同电荷分布函数时的形状因子和均方半径

电荷分布 $\rho(R)$	形　状　因　子	均方半径 $\langle R^2\rangle$
点电荷 $\delta(R-R')$	常　数　1	0
汤川分布 $\frac{\alpha^2}{4\pi}\frac{e^{-\alpha R}}{R}$	单极 $\frac{1}{1+q^2/\alpha^2}$	$6/\alpha^2$
指数分布 $\frac{m^3}{8\pi}e^{-mR}$	偶极 $\left(\frac{1}{1+q^2/m^2}\right)^2$	$12/m^2$
$\rho_0 e^{-\left(\frac{R}{b}\right)^2}$	$e^{-q^2 b/4}$	

在原子核的形状因子已知时，可以用反傅氏变换算出原子核的电荷分布

$$\rho(R) = \frac{1}{2\pi^2}\int F(q^2)\,\frac{\sin qR}{qR}q^2 dq. \tag{7.35}$$

根据 400—600 MeV 电子和多种原子核散射的实验数据得到 $F(q^2)$ 后，算出原子核电荷分布曲线（图 7.19）. 由曲线可见，核内电荷密度变化很小，而在厚度约为 2×10^{-13}cm 的表面内，电荷密度下降很快（约 10 倍）. 这个表层部分电荷分布曲线的详细情况目前我们还不很了解. 在 R. Hofstadter 的文章[如 *Ann. Rev. Nucl.*

Science, 7 231(1957)] 中，有较为仔细的介绍。

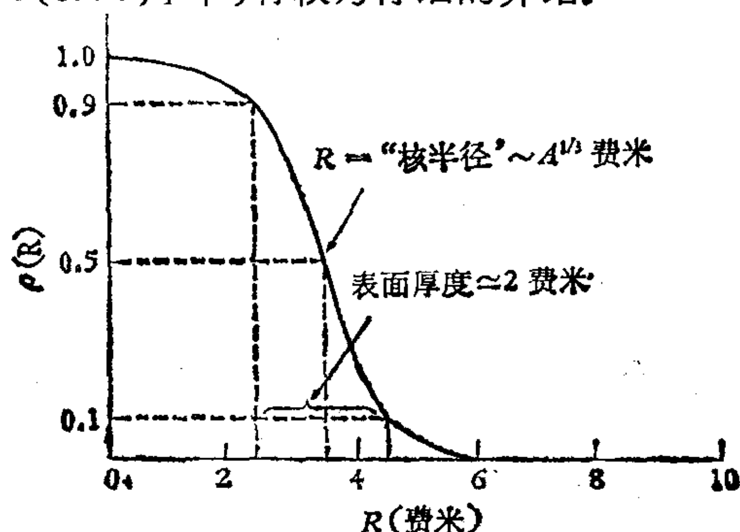


图 7.19 中重核电荷密度的径向分布

7.2.3 质子和中子的形状因子

前面讨论的都是电子与无自旋的原子核弹性散射情况，主要考虑的是电（库仑）相互作用。如果散射粒子和靶都具有自旋，则两粒子之间的自旋-自旋，或磁相互作用也应考虑进去，电子和质子的散射就属于这种情况。仍假设电子和质子均为点粒子，分别具有磁矩 $e\hbar/2m_ec$ 和 $e\hbar/2Mc$，m_e 和 M 分别为电子和质子的质量，则对相对论性电子和非极化靶的散射截面公式为

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{狄}=\frac{e^4\cos^2\dfrac{\theta}{2}}{4p_0^2\sin^4\dfrac{\theta}{2}\left[1+\dfrac{2p_0}{M}\sin^2\dfrac{\theta}{2}\right]}\left\{1+\frac{q^2}{2M^2}\tan^2\frac{\theta}{2}\right\}$$

$$=\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{莫}\left\{1+\frac{q^2}{2M^2}\tan^2\frac{\theta}{2}\right\}, \tag{7.36}$$

即比莫特散射多一项 $\dfrac{q^2}{2M^2}\tan^2\dfrac{\theta}{2}$，这项来自磁散射。在大角度和高能量转移下，这项变得比电散射重要。根据经典观点，可以这样理解：在非常近的距离碰撞时，磁位能$\left(随\dfrac{1}{r^2}变化\right)$变得比电位能$\left(随\dfrac{1}{r}变化\right)$更重要。

质子和中子不是点粒子,其磁矩也是反常的,因而与狄拉克理论预言的点粒子性质有所差别.

表 7.2

	μ (狄拉克)	μ (观察)
质　子	$e\hbar/2Mc = 1$ 核磁子	$+2.79$ 核磁子
中　子	0	-1.91 核磁子

对真正的核子,我们必须考虑到反常磁矩和用形状因子 $G(q^2)$ 描述的电磁分布. 实际上,核子有四个形状因子,即与质子、中子的电荷和磁矩分布相对应, 分别有: 质子的电形状因子 $G_E^p(q^2)$ 和磁形状因子 $G_M^p(q^2)$; 中子的电形状因子 $G_E^n(q^2)$ 和磁形状因子 $G_M^n(q^2)$. 洛森布鲁斯 (Rosenbluth) 从理论上算出了这种情况下的 ep 散射截面

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{莫}} \left\{\frac{(G_E^p)^2 + \frac{q^2}{4M^2}(G_M^p)^2}{1 + q^2/4M^2} + \frac{q^2}{2M^2}(G_M^p)^2 \tan^2\frac{\theta}{2}\right\}, \tag{7.37}$$

其中 $G_E^p = G_E^p(q^2)$, $G_M^p = G_M^p(q^2)$, 并归一化为 $G_E^p(0) = 1$ $G_E^n(0) = 0$, $G_M^p(0) = 2.79$, $G_M^n(0) = -1.91$.

由 (7.21) 式可知, 当 $\theta \to 0$ 时, $q^2 \to 0$, 这时大括号中只剩下 $[G_E^p(0)]^2 = 1$ 项. 即在小角度时, 此式和点粒子纯电性散射莫特公式 (7.25) 一致.

洛森布鲁斯公式 (7.37) 可以写成

$$\frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)} = \frac{[G_E^p(q^2)]^2 + \frac{q^2}{4M^2}[G_M^p(q^2)]^2}{1 + q^2/4M^2} + \frac{q^2}{2M^2}\ [G_M^p(q^2)]^2 \tan^2\frac{\theta}{2}$$

$$= A(q^2) + B(q^2)\tan^2\frac{\theta}{2}. \tag{7.38}$$

对于固定的 q^2 值 (p_0 和 θ 可能不同) 可以画出 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)\Big/\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{莫}}$ 值

随 $\tan^2\theta/2$ 的线性关系（图 7.20）．这是因为在上式中假设了单光子交换（玻恩近似）的结果．图 7.21 (a) 给出电子-质子通过单光子交换进行电磁作用的费曼图．

如果电子-质子间的电磁作用是通过交换两个光子（图 7.21 (b)）进行的，则得不到图 7.20 中的线性关系．e^+p 和 e^-p 的散射截面相同（如果有双光子交换项，则两种散射应包括符号相反的项），指出双光子交换是不重要的，而且测得的洛森布鲁斯曲线也是直线，实验结果支持了单光子交换图象．由图 7.20 中直线的斜率和截距，可以算出对应这一 q^2 值的 $G_M^p(q^2)$ 和 $G_E^p(q^2)$ 的数值．

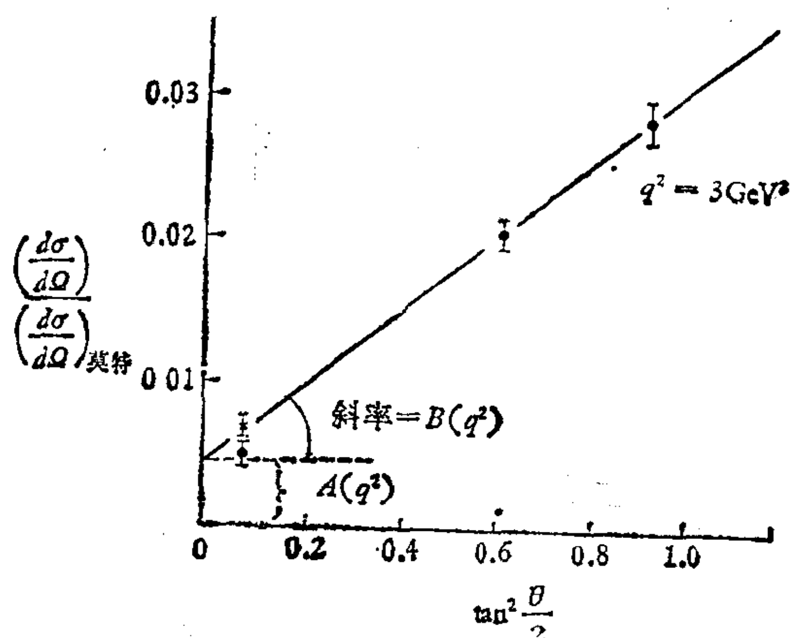


图 7.20　洛森布鲁斯图

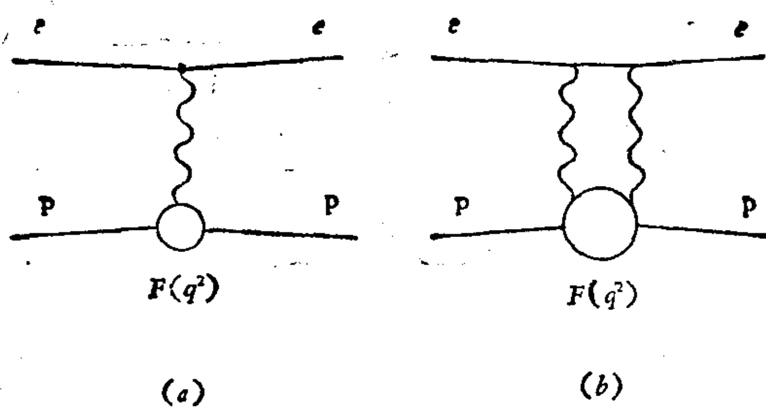


图 7.21　e^-p 作用交换单光子或双光子的费曼图

对不同 q^2 值,重复这一计算，可以得到电磁形状因子随 q^2 的函数关系。

实验上早已进行了利用高能电子（0.4—16GeV）和液氢靶散射测定质子形状因子的工作。在 SLAC 的实验中，利用磁谱仪精确地测量了散射电子的动量和角度，根据运动学关系选择出弹性散射事件．通过上述分析和 (7.38) 式得到质子的形状因子．

对中子的散射,是利用对氘及质子的相差法测定的:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(en) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(ed) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(ep) + 校正项, \qquad (7.39)$$

其中校正项和氘核的结构有关,因此中子的实验数据不很精确．显示中子不是点粒子的第一个实验，是 1961 年 R. Hofstadter 等人在美国斯坦福大学进行的．之后,很多实验室进行了类似的实验．实验结果发现 $G_E^p(q^2)$，$G_M^p(q^2)$ 及 $G_M^n(q^2)$ 和 q^2 的关系符合简单的标度定律.

$$G_E^p(q^2) = \frac{G_M^p(q^2)}{|\mu_p|} = \frac{G_M^n(q^2)}{|\mu_n|} = G(q^2), \qquad (7.40)$$

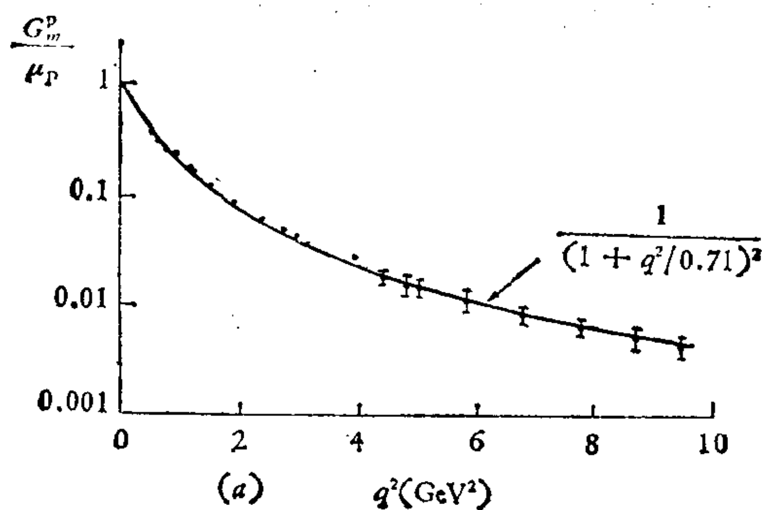
$$G_E^n(q^2) = 0. \qquad (7.41)$$

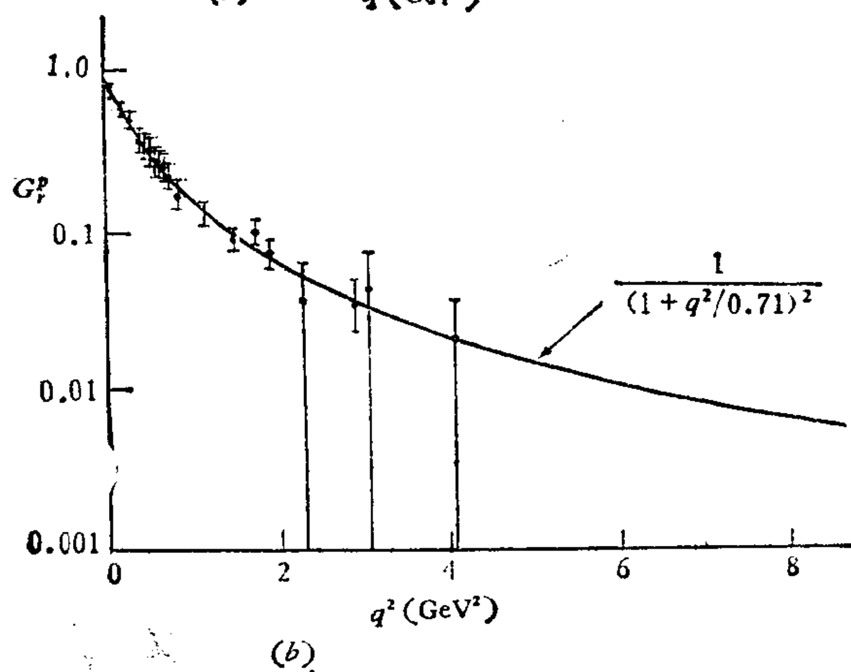
由实验得到的统一的 $G(q^2)$ 形状因子，可以很好地用偶极子公式描写:

$$G(q^2) = \frac{1}{\left(1 + \frac{q^2}{M_V^2}\right)^2}, \qquad (7.42)$$

其中 $M_V^2 = (0.84\text{GeV})^2 = 0.71\text{GeV}^2$.

(7.40) 和 (7.41) 式，在实验已作到的 q 在 0—2GeV 区间,和实验结果符合得很好 (图 7.22)．对于高 q^2 值，只有 ep 散射方面的数据(图 7.23)．根据 (7.37) 式,这时主要是磁形状因子 $G_M^p(q^2)$ 贡献大，电的部分贡献很小，测不到．对于这种散射，偶极公式 (7.42) 直到 $q^2 = 25\text{GeV}^2$ 处,在 10% 范围内是符合实验结果的．如图 7.23 所示，在这一区间形状因子的平方下降六个数量级．利用 (7.35) 式,可以算出与形状因子 (7.42) 式对应的质子内部电荷磁矩分布函数为指数型:





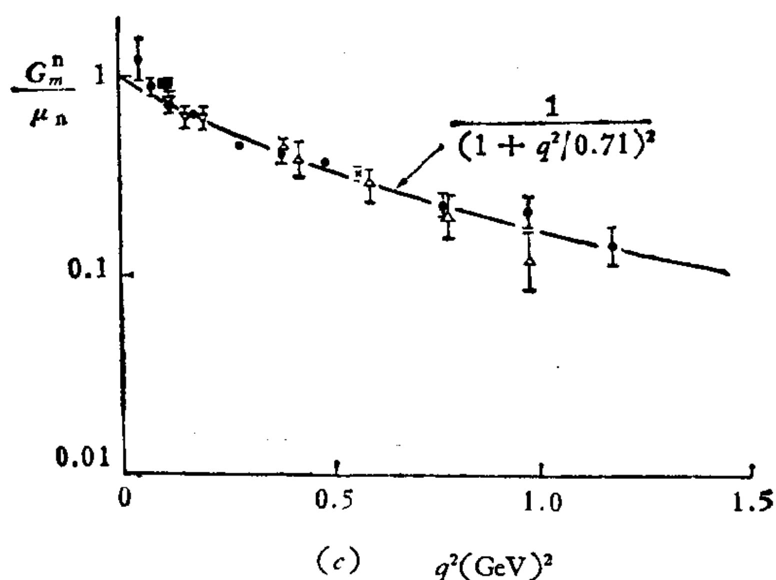


图 7.22 比较中子及质子的电磁形状因子

(a) 质子的磁形状因子，(b) 质子的电形状因子，(c) 中子的磁形状因子

$$\rho(R) = \rho_0 \exp(-M_V R), \tag{7.43}$$

其均方根半径为

$$R_{rms} = \frac{\sqrt{12}}{M_V} = 0.80\ \text{费米}. \tag{7.44}$$

电磁形状因子反映核子中电荷和磁矩的空间分布，如果有了完善的强子结构理论，我们应能算出这一因子. 但目前还没有这种理论,因而只能主要根据经验求得.

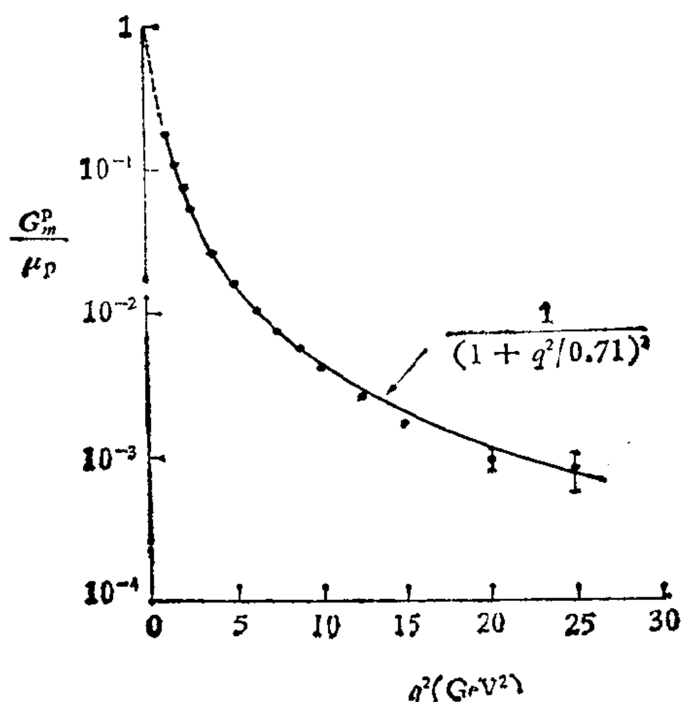


图 7.23 在高 q^2 区内,质子电磁形状因子的实验结果,和偶极子公式符合得很好

核子的形状因子存在,说明核子不是点粒子,它具有一定的大小和电荷分布. 而且近年来的实验证明，这种电荷分布是属于(7.43)式的指数型的.

实际上，1960 年前,在实验数据只限于低 q^2 值时，人们曾认为可以用一组单极子的总和

$$G(q^2) = \sum_i \frac{g_i}{1 + q^2/M_i^2} \tag{7.45}$$

拟合实验数据. 这种形状因子,对应核子中汤川型电荷分布.

1959 年 W. R. Frazer 和 J. Fulco 提出上述拟合时,曾假定

有相应质量 $q^2 = -M_i^2$ (类时)介子存在. 这种介子属于 $\pi\pi$ 共振态，其量子数应和光子相同 $J^P = 1^-$. 其具体图象可在费曼图 7.24 中看到. W. R. Frazer、J. Fulco 和 Nambu 等用这种方法预言了 ρ、ω 介子，并认为矢量介子质量约为 550MeV. 但 1961 年实验上发现 ρ 介子质量为 765MeV.

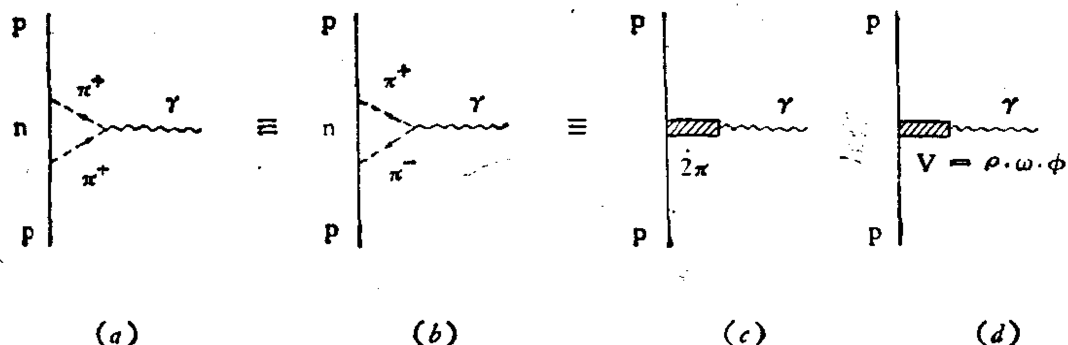


图 7.24 Frazer 等预言 ρ, ω, φ 等矢量介子存在的费曼图

最后，对偶极型形状因子 (7.42) 式作两点补充说明:

1. 偶极型形状因子，对应指数电荷分布

$$\rho(R) = \frac{M_V^3}{8\pi} e^{-M_V R} \tag{7.46}$$

当 $R \to 0$ 时，$\rho(R) \to$ 常数说明核子内部并没有硬核，这和汤川型形状因子预言的情况不同. 核子中没有象桃子那样的硬核，并不意味着质子中一定没有颗粒状的东西，只是这种东西没有集中在中心部分. 核子是象面包一样的一团? 还是象石榴一样有很多子呢? 这需要靠深度非弹性散射实验进一步测定.

2. 可以证明，指数型电荷分布的粒子相互作用时的微分截面，随 q^2 值上升而下降得非常快. 将形状因子 (7.24) 代入 (7.37) 式时有

当 $q^2 \to \infty$ 时，

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) \propto \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{点} \frac{1}{q^8}. \tag{7.47}$$

而当粒子的电荷分布为汤川型时，可以算出

当 $q^2 \to \infty$ 时，

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) \propto \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{点} \frac{1}{q^4}. \tag{7.48}$$

两者截面随 q^2 增大下降的情况都比点粒子散射快得多.

§7.3 电子-质子深度非弹性散射

电子在原子上的散射，除了弹性散射（散射后原子仍处于基态）外，还有非弹性散射过程. 非弹性散射使原子激发到分立能级或使原子电离. 相似地,电子-原子核散射后，原子核可能仍处于基态(弹性散射)或激发到一个分立能级，或分裂并发射出个别核子,相当于原子电离(非弹性散射). 电子-核子散射的情况也是这样，高能下除了弹性散射外，还有非弹性散射. 在非弹性散射中,质子、中子或者激发到一个分立能级-共振态,或者有更高的激发能,达到使 π 介子离化出来的连续激发态. 如上节所述,在大的动量转移时,弹性散射形状因子很小,非弹性散射的几率更大. 我们现在就来考虑非弹性散射的情况.

7.3.1 ep 非弹性散射运动学

现在先讨论 ep 非弹性散射的单举过程:

$$e + p \rightarrow e' + X, \tag{7.49}$$

图 7.25 中给出了 (7.49) 式反应过程的费曼图. 其中电子初态和末态的四动量记为 k、k′. 质子初态四动量为 P，末态除电子外，无论有哪些产物,其总四动量为 P′. X 为任何强子.

非弹性散射中,常定义另一变量 ν:

$$M\nu = -q \cdot P, \tag{7.50}$$

其中 M 为质子质量. 在靶静止系统中，$P = (0.0.0.iM)$. 因而 $\nu M = -q_4(iM) = (E - E')M$. 其中 E, E' 是在此系统中电子的初、末态能量. 因此

$$\nu = E - E', \tag{7.51}$$

ν 是靶质子静止系统中电子的能量损失.

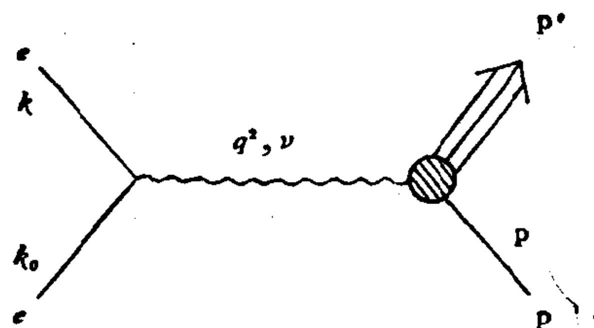


图 7.25 电子质子非弹性散射费曼图

已知 $q = P' - P$,故末态质量为

$$M_f^2 = -P'^2 = -(q + P)^2 = -q^2 - P^2 - 2q \cdot P.$$

根据(7.50)式有

$$M_f^2 = M^2 - q^2 + 2M\nu. \tag{7.52}$$

对于弹性散射 $M_f = M$,故

$$q^2_{弹} = 2M\nu. \tag{7.53}$$

对于共振散射 $M_f = M_{共振}$,故

$$q^2_{共振} = M^2 + 2M\nu - M^2_{共振}. \tag{7.54}$$

最后,当激发态超过共振区,到达连续区(称为深度非弹性散射)时,我们有

$$q^2_{深} = 2M\nu + M^2 - M_f^2, \tag{7.55}$$

M_f 由 q^2 及 ν 两者确定。

图 7.26 给出了以上三种运动学区域的图示。

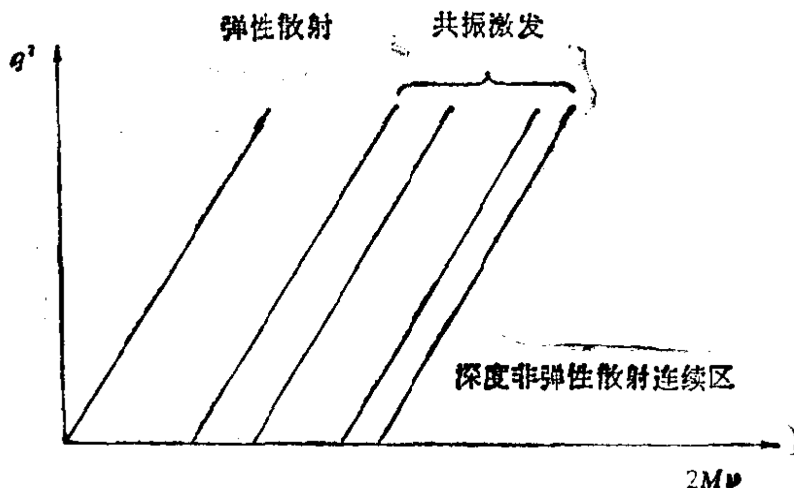
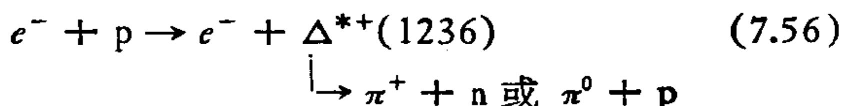


图 7.26 三种散射运动学区域示意图

图 7.27 给出了典型的激发曲线，其中可以看到弹性峰和几个产生 π 介子和核子共振态的峰．在共振区产生共振态的准弹性反应，如



$$e^- + p \rightarrow e^- + \Delta^{*+}(1236) \qquad (7.56)$$
$$\hookrightarrow \pi^+ + n \text{ 或 } \pi^0 + p$$

而在连续区的反应产生各种强子，其能量是连续的，如果我们在实验中只观察散射电子，而不区分末态强子的具体情况，则所测截面是产生各种可能强子末态截面的总合，这就是费曼所谓的单举反应截面．由 (7.55) 式可见，因为连续区中 M_f^2 是连续的，可以取任意值，因此，q^2 和 ν 分别为独立变量．而在弹性散射和共振区 (7.53) (7.54) 中情况就不是这样．即对于深度非弹性散射，这里多出了一个运动学自由度，因而从非弹性散射中，能够比从弹性散射中多得到一些情况．按照非相对论的物理图象，弹性散射给出空间电荷分布（$\mathbf{r}$ 为 $\mathbf{q}$ 的傅氏变换）．而非弹性散射，则给出瞬时电荷分布，即在时、空中的电荷分布（$\mathbf{r}$ 和 t 为 $\mathbf{q}$ 和 E 的傅氏变换）．

在高能时，轻子质量可以忽略．我们常定义两个变量 x 和 y，称为费曼变量：

$$x \equiv \frac{-q^2}{2P \cdot q}, \qquad (7.57)$$

其中 $q = P' - P = k_0 - k$．x 的变化范围是从 0 到 1，$x = 1$对应于弹性散射．

$$y \equiv \frac{P \cdot q}{P \cdot k_0}, \qquad (7.58)$$

在实验室系统中

$$\begin{aligned} k_0 &= (\mathbf{k}_0, iE), \\ k &= (\mathbf{k}, iE'), \\ P &= (0, iM), \\ q &= (\mathbf{q}, i\nu). \end{aligned} \qquad (7.59)$$

因此在实验室系统中有

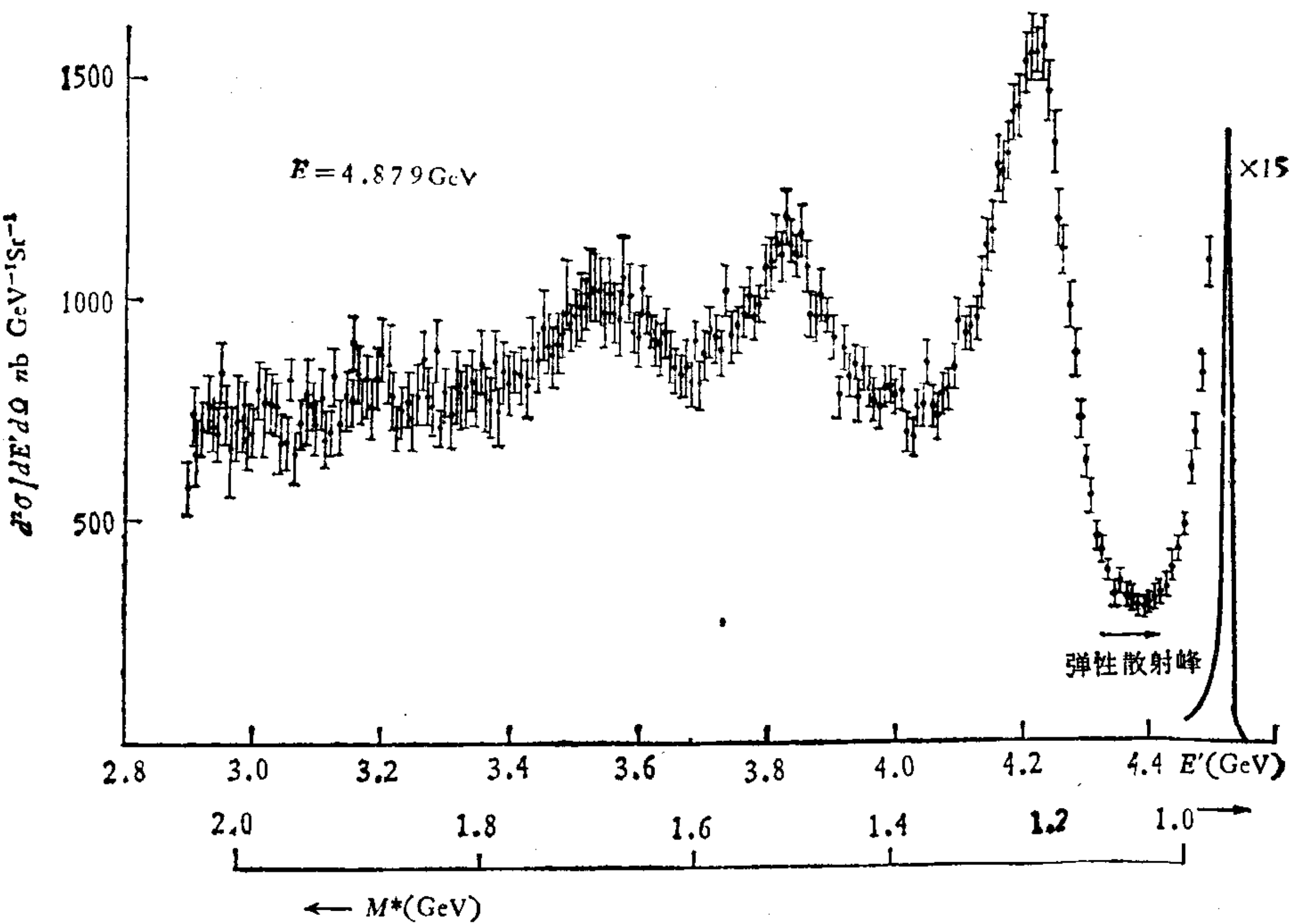


图 7.27 ep 非弹性散射激发曲线. 入射电子能量 $E = 4.879$GeV，E' 为散射电子能量($\theta = 10°$)，M^* 为反冲强子态质量，在 1.24，1.51 及 1.69GeV 三处共振峰明显可见.

$$x=\frac{q^2}{2M\nu}, \tag{7.60}$$

$$y=\frac{\nu}{E}. \tag{7.61}$$

ν 是入射轻子传递给强子的能量，E 是入射电子的能量．所以 y 是入射轻子传给强子的能量和入射轻子本身能量之比，$0\leqslant y\leqslant 1$．

由图(7.25)可见，反应(7.49)中有三个独立变量，可取为 k_0，P 和 q，它们一般可以组成六个独立的不变量．但其中 $k_0^2=-m_e^2$；$P^2=-M^2$；$(k_0-q)^2=k^2=-m_e^2$ 是确定的． 所以可作变数的独立不变量只有三个，可取为

$$P\cdot k_0,\ q^2 \text{ 及 } P\cdot q$$

显然，在实验室系中也可以取 E（或 ν），x，y 为独立不变量，这些量在实验上是可以测量的．

7.3.2 核子的结构因子

已知弹性散射洛森布鲁斯公式(7.37)可以简写成(7.38)式的形式：

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{弹性}}=\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{莫}}\left[A(q^2)+B(q^2)\tan^2\frac{\theta}{2}\right],$$

其中 A，B 为形状因子 G_E 和 G_M 的组合．在非弹性散射中，多了一个运动学自由度，独立变量将有 q^2 和 ν 两个，微分截面相应地可以写为

$$\frac{d^2\sigma}{dqd\nu}=\frac{4\pi\alpha^2}{q^4}\frac{E'}{E}\left[2W_1(q^2,\nu)\sin^2\frac{\theta}{2}\right.$$

$$\left.+W_2(q^2,\nu)\cos^2\frac{\theta}{2}\right], \tag{7.62}$$

其中 W_1 和 W_2 称作结构因子或结构函数，是非弹性散射中相当的形状因子．在不同角度进行实验测量时，可以分别得到 W_1，W_2 两个量． 在小角度时 W_2 起主要作用．图 7.28 给出不同 q^2 条件下，在 6° 测量时得到的 W_2 与 ν 的关系曲线．

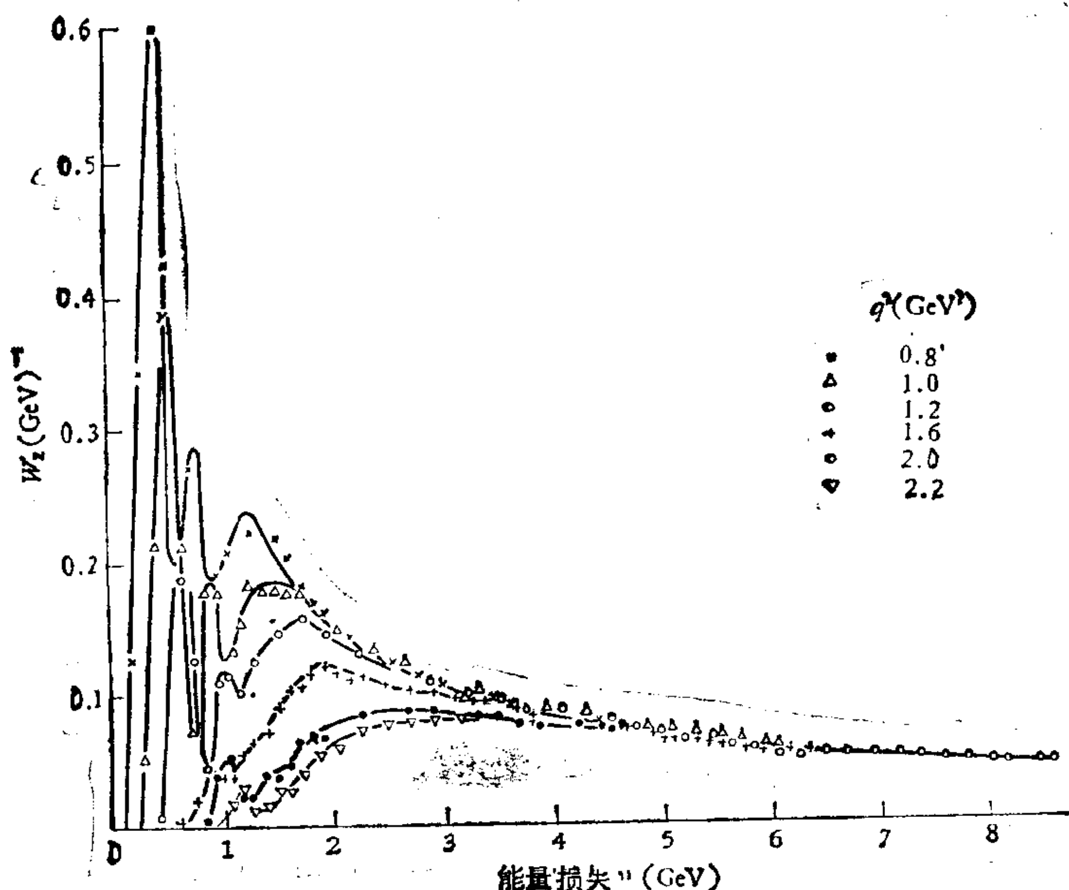


图 7.28 不同 q^2 值 $W_2(q^2, \nu)$ 与 $\nu = E - E'$ 关系曲线

以下几点是值得注意的.

1. 在小 ν 值时，W_2 有几个峰值，对应于弹性散射形状因子和分立的共振态. 当 $\nu \geqslant 3\text{GeV}$ 时，曲线变平滑，对应 π 离化，末态是连续的.

2. 图7.28曲线中，在 $\nu \geqslant 4\text{GeV}$ 时，对应不同的 q^2 值，W_2 基本相同. 对于固定 q^2值，将 $\dfrac{d^2\sigma}{d\,q^2 d\nu}$ 对 ν 积分时，这段与 q^2 无关的长尾巴，在积分中，对 $\dfrac{d\sigma}{dq^2}$ 的贡献较大，可以和点核子莫特散射截面相比较. 这种情况和弹性散射微分截面 (7.47) 及 (7.48) 式随 q^2 增加而急剧下降的情况完全不同. 从表 7.2 中可以看到，只有点粒子的形状因子才与 q^2 无关. 这里暗示，在大能量交换时，电子与核子散射，相当于电子与点粒子(核子内部的组元)的散射.

3. 布约肯标度无关性. 由图 (7.28) 看到，在 $\nu > 4\text{GeV}$ 时，

$W_2(q^2,\nu)$ 与 q^2 关系不大，只与 ν 有关. 1967 年布约肯(J. D. Bjorken) 认为，如果，在大动量交换时，电子-核子散射，实际上是电子和核内类点粒子之间散射的话，那么 W_1 和 W_2 两个结构因子不应是变数 q^2 和 ν 分别的函数，而应是统一变数 $\left(\frac{\nu}{q^2}\right)$ 的函数. 因为如果在 $q^2 \to \infty$ 和 $\nu \to \infty$ 时，$W(q^2,\nu)$ 的值仍然有限，那么 W 只能是有限比值 $\left(\frac{\nu}{q^2}\right)$，或 $\left(\omega = \frac{2M\nu}{q^2} = \frac{1}{x}\right)$ 的函数. 由于 ω (或 x) 是无量纲量，没有质量或长度的标度，因此布约肯的这一假设，被称为标度无关性. 实际上不需要动量交换到无限大，在 q^2 大于 M^2 几倍时，这一标度无关性已近似存在.

上述这些现象和核子内部结构有密切关系，1969 年在这些现象刚出现时，费曼就根据它大胆地提出了核子的部分子结构假设. 后来大量实验证明这个假设是正确的，并发展成为强子的部分子模型，下节中将作介绍.

前面介绍了电子-核子弹性散射和深度非弹性散射截面公式，并引入核子的形状因子和结构函数. 现列表总结如下:

表 7.3 自旋均为 1/2 的电子(点粒子)与核子相互作用截面

	核子结构	截面公式	原公式
ep 弹性散射	设质子为点粒子	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{狄} \propto \cos^2\theta/2 + \frac{q^2}{2M^2}\sin^2\theta/2$	(7.36)
	设质子有结构	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) \propto A(q^2)\cos^2\theta/2 + B(q^2)\sin^2\theta/2$	(7.38)
ep 深度非弹性散射	设质子有结构	$\left(\frac{d^2\sigma}{d\,q^2\,d\nu}\right) \propto W_2(q^2,\nu)\cos^2\theta/2 + 2W_1(q^2,\nu)\sin^2\theta/2$	(7.62)

(7.62) 式还可以改写为

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega}\right) = \frac{4\alpha^2(E')^2}{q^4}\{2W_1(q^2,\nu)\sin^2\theta/2 + W_2(q^2,\nu)\cos^2\theta/2\}$$

$$= \frac{4\alpha^2 (E')^2}{q^4} \left\{ \frac{2F_1(q^2 \nu)}{M} \sin^2\theta/2 + \frac{F_2(q^2, \nu)}{\nu} \cos^2\theta/2 \right\}. \quad (7.63)$$

其中 $F_1(q^2, \nu)$ 和 $F_2(q^2, \nu)$ 为无量纲量

$$\begin{aligned} F_1 &\equiv MW_1, \\ F_2 &\equiv \nu W_2. \end{aligned} \quad (7.64)$$

图 7.29 是 SLAC 高能电子散射实验给出的在 $x = 0.25$ 时，$\nu W_2(=F_2)$ 随 q^2 的关系曲线. 由曲线可见 F_2 基本上和 q^2 无关. 对更大或更小的 x 值，F_2 与 q^2 关系也不大. 例如，在 $x = 0.5$ 时，q^2 由 1 变到 25GeV^2，F_2 下降 50%. 这和电子-质子弹性散射形状因子在相同 q^2 变化区间，数值将下降六个数量级比较，变化是不大的.

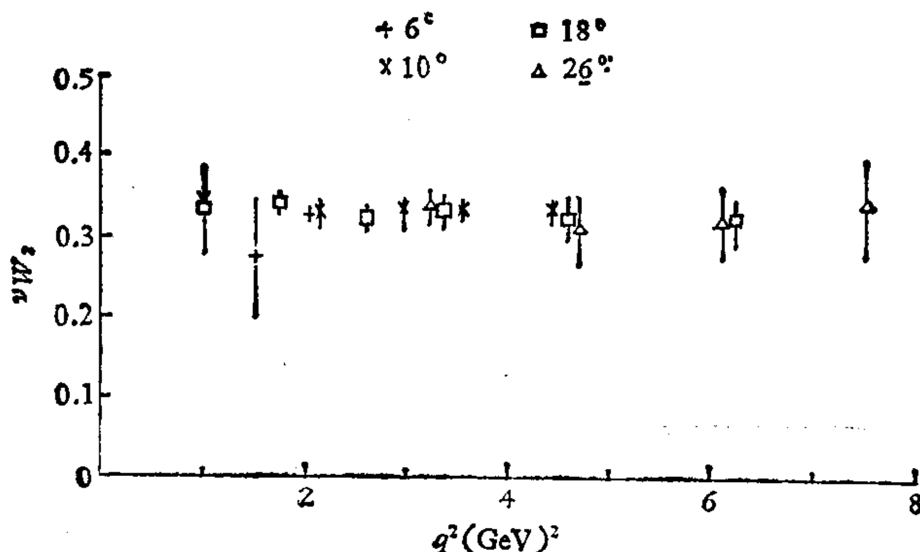


图 7.29 高能电子散射实验给出的在 $x = 0.25$ 时，$\nu W_2(F_2)$ 和 q^2 的关系曲线

图 7.30 给出在 ep 及 μp 深度非弹性散射中得到的 F_2 与 x 的关系[见 W. B. Atwood, *Phys. Lett*, 64*B* (1976) 479, 及 B. A. Gorden, *Phys. Rev. D*20 (1979) 2645]，当 q^2 在 2 至 200GeV^2 范围内变化时，F_2 清楚地显示了无标度性. 因此 (7.63) 式可写为

$$\frac{d^2\sigma}{dE' d\Omega} = \sigma_{\text{莫}} \left(\frac{F^2(x)}{\nu} + \frac{2F_1(x)}{M} \tan^2\theta/2 \right).$$

当 θ 较小时，此式第二项可忽略，这时

$$\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega}=\sigma_{莫}F_2(x)/\nu. \tag{7.65}$$

下面，在介绍核子结构部分子模型时，再进一步解释这个式子的意义。

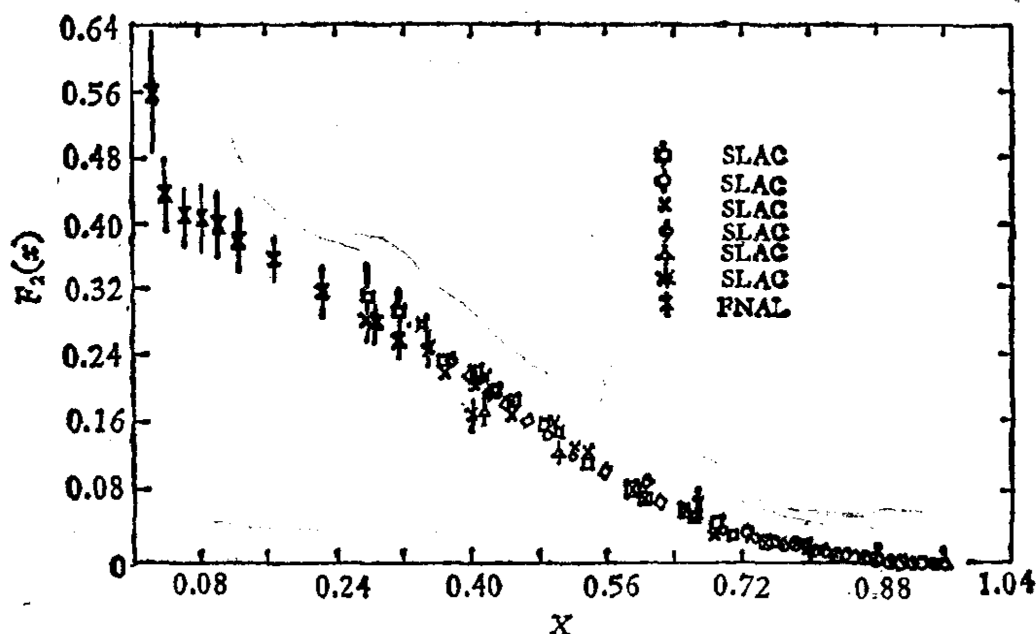


图 7.30 ep 及 μp 深度非弹性散射实验中得到的核子结构函数的无标度性（图中的实验点，是不同能量下得到的结果）

§7.4 核子结构的部分子模型

核子结构的部分子模型是在研究高能轻子（包括电子、μ 子、中微子及它们的反粒子）和核子的深度非弹性散射基础上提出来的。利用轻子比利用强子进行散射实验的优点是：首先，可以将轻子看成点粒子，本身没有结构。同时电磁作用和弱作用便于计算，相互作用常数是已知的。因此轻子-核子散射中的未知量主要是核子结构。而强子-强子散射截面大，反应道多，本底复杂难于分析。而且由于强作用吸收截面大，与之相伴随的衍射散射事件也多，这类事件动量交换不大，不利于研究核子结构。另外强作用不

能用微扰论，计算也困难。

前节主要介绍了高能电子-核子非弹性散射实验结果的分析，散射截面在大 q^2 值时的行为，及核子结构函数的标度无关性，暗示核子内存在有类点粒子结构组元。特别是弹性散射和深度非弹性散射截面随 q^2 变化的明显差异，更给我们以重要启示。

图 7.31 中给出弹性散射和非弹性散射微分截面 $\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega}$ 随 q^2 变化关系的比较。对弹性散射微分截面说来，它随 q^2 增加下降极快。例如，q^2 由 0.5 增加到 $4GeV^2$ 时，它下降了约四个数量级。但对深度非弹性散射微分截面说来，它几乎不随 q^2 变化，这是类点粒子间散射的特征。

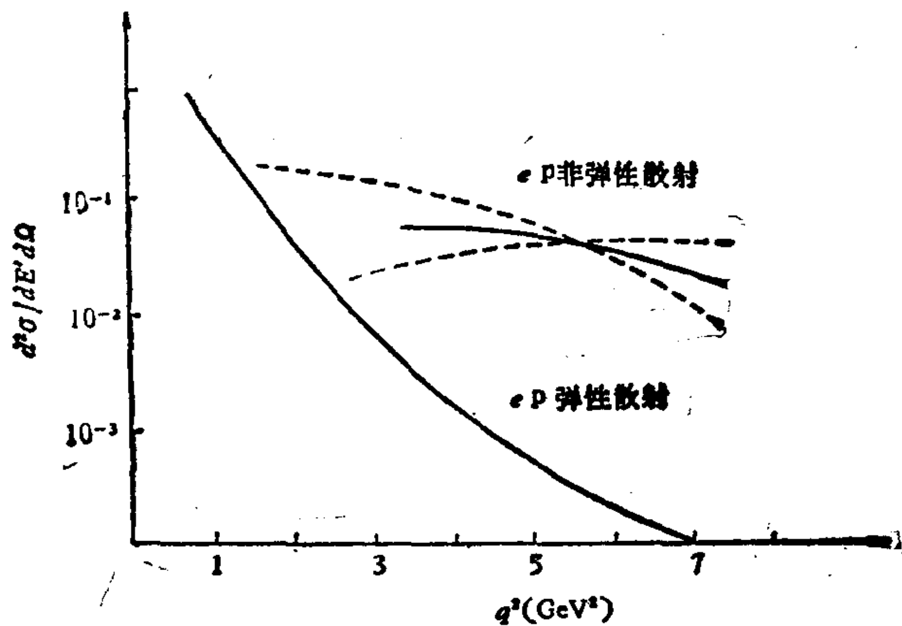


图 7.31 弹性与非弹性散射截面随 q^2 的变化

部分子模型把强子看成是由类点状、准自由的部分子组成的体系，物理图象清晰，计算比较简单，又能同实验比较，对强子结构和强作用研究的深入发展起了很大作用。部分子模型是很成功的，但更有意思的是它的"偏差"，给与我们研究层子-层子相互作用的线索，说明胶子和层子都属于强子结构中的部分子。

7.4.1. 部分子假定

1969 年根据当时有关轻子-核子散射实验事实费曼提出了核子的部分子结构假设,从目前的观点看这个假设的基本意思是:核子是一个孤粒子或口袋,其中包含许多部分子;轻子和核子的深度非弹性散射 (7.49) 可以分解成轻子与组成核子的各部分子 q 的弹性散射过程 (图 7.32):

$$l + q \to l + q. \tag{7.66}$$

这种图象与轻子和原子核的碰撞类似. 当轻子能量很低时,可以认为轻子与整个原子核进行碰撞;而当轻子能量足够高时,轻子与原子核的碰撞可以看成轻子与原子核中某个核子进行了碰撞. 这就是所谓脉冲近似 (*pulse approximation*). 在光子和原子的作用中也有类似情况: 低能光子与整个原子起作用,使原子激发;而在光子能量提高后,可以和原子壳层中个别电子起作用,形成康普顿散射. 因此在能量很高时,可以将轻子-核子非弹性散射归结为轻子与核内部分子的作用,在轻子与部分子弹性碰撞后,该部分子再与其他部分子或袋碰撞, 形成许多末态粒子. 这种模型可以使我们理解核子结构函数的实质, 以及为什么会出现无标度性的结果.

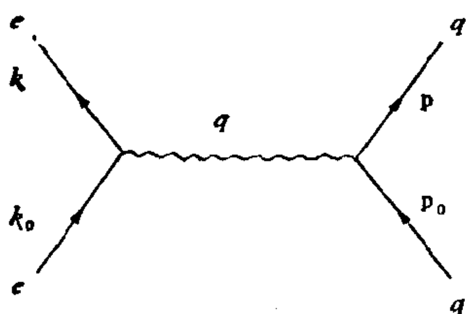


图 7.32 轻子与部分子弹性散射

假定被散射的第 i 个部分子携带核子总动量 p 的 x_i 部分, 即

$$p_i = x_i p, \tag{7.67}$$

显然应有

$$\sum_i x_i = 1.$$

因此 ep 深度非弹性散射, 可看作图 7.33 的过程, 即认为是电子发射出来的虚光子 γ 与一个自由的部分子在顶点 A 处进行了

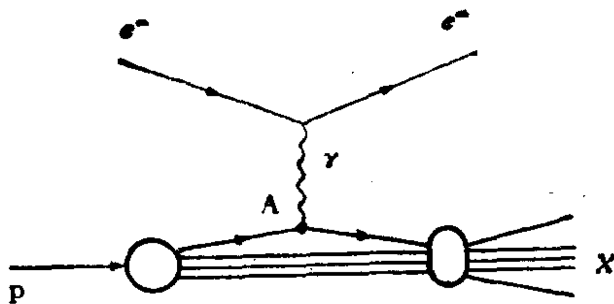


图 7.33 ep 作用归结为虚光子 γ 与质子内一个部分子之间的作用

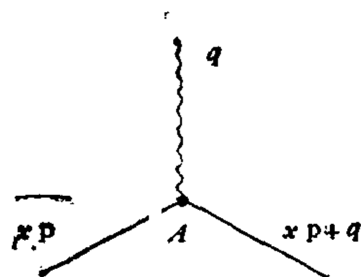


图 7.34 γ 光子与部分子弹性作用必须满足能量-动量守恒定律

弹性碰撞。这一过程必须满足能量-动量守恒定律，如图 7.34，即

$$\delta[(x\mathbf{p}+\mathbf{q})^2-(x\mathbf{p})^2]=\delta(q^2+2\mathbf{p}\cdot\mathbf{q}x)$$

$$=\delta(q^2-2M\nu x) \tag{7.68}$$

即只有当 $\nu=q^2/2Mx$ 时，碰撞才能发生，才能对作用截面有贡献。

设在核子中，具有动量为 xp 的部分子的几率为 $f(x)$，而 γ 与每个部分子的作用截面都贡献一个 $\sigma_{点}$。因此总的散射截面可以写成

$$\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega}=\sigma_{点}\int_0^1\delta\left(\nu-\frac{q^2}{2Mx}\right)f(x)\,dx$$

$$=\sigma_{点}\int_0^1\frac{\delta\left(x-\frac{q^2}{2M\nu}\right)}{\frac{\nu}{x}}f(x)\,dx$$

$$=\sigma_{点}\frac{x}{\nu}f(x)\Big|_{x=\frac{q^2}{2M\nu}}. \tag{7.69}$$

这一结果和(7.65)式比较可见，核子的结构函数 $F_2(x)$，等于核子内部具有动量为 xp 的部分子的几率 $f(x)$ 和 x 的乘积

$$F_2(x)=xf(x). \tag{7.70}$$

我们知道核子内的部分子动量分布函数 $f(x)$ 是核子本身的性质，

与虚光子的 q^2 值应该是没有关系的．核子结构函数 $F_2(x)$ 和 $f(x)$ 有直接关系 (7.70) 的事实，说明核子结构函数无标度性［$F_2(x)$ 与动量交换 q^2 没有直接关系，只和无标度的单一变量 x 有关］的物理意义是完全可以理解的．$F_2(x)$ 直接反映了核子内部动量分布函数 $f(x)$ 的情况，因而和碰撞过程中的动量交换没有关系．

(7.70) 式是从比较 (7.69) 和 (7.65) 两式得来的，但 (7.65) 式是 (7.63) 式在 $\theta \sim 0°$ 时的结果．当 θ 取任意值时，还必需要考虑 $F_1(x)$．但根据下面的讨论可以知道，其物理结论是相同的．

7.4.2 虚光子吸收的总截面

从另一方面看，ep 深度非弹性散射截面，也可以用虚光子被核子吸收的总截面表示．所要注意的是，实光子质量为 0，因此只有两个横向极化方向，自旋沿光的传播方向的投影 $s_z = \pm 1$．不存在 $s_z=0$ 的光子．但对虚光子，因 $q^2 \neq 0$，它不在质壳上，因此纵光子的成分可以存在，令：

σ_t：核子吸收横光子的总截面．

σ_s：核子吸收纵光子的总截面．

根据虚光子和质子散射振幅的一般讨论以及光学定理，可求得结构函数，用 σ_t，σ_s 表示为

$$W_1 = \frac{K}{4\pi^2\alpha}\sigma_t, \tag{7.71}$$

$$W_2 = \frac{K}{4\pi^2\alpha}\frac{q^2}{q^2+\nu^2}(\sigma_t+\sigma_s), \tag{7.72}$$

其中 K 为入射光子通量．由此可得出

$$R \equiv \frac{\sigma_s}{\sigma_t} = \frac{\left(1+\dfrac{\nu^2}{q^2}\right)W_2 - W_1}{W_1}$$

$$= \frac{\dfrac{\nu}{2M}\left(\dfrac{2M}{\nu}+\dfrac{1}{x}\right)W_2 - W_1}{W_1}$$

$$
=\frac{\nu\left(\frac{2M}{\nu}+\frac{1}{x}\right)W_2-2MW_1}{2MW_1}. \tag{7.73}
$$

$x\leqslant 1$，在布约肯条件下，$\nu>M$，$q^2\gg M^2$，所以 $\frac{2M}{\nu}\ll\frac{1}{x}$，

$$
R\cong\frac{\frac{\nu W_2}{x}-2MW_1}{2MW_1}. \tag{7.74}
$$

深度非弹性散射实验给出 $R\cong 0.18\pm0.10\sim 0$ 故得

$$
\nu W_2\cong 2MxW_1,
$$

故

$$
F_2(x)=2xF_1(x). \tag{7.75}
$$

这关系是普遍成立的，可见结构函数 $F_1(x)$ 和 $F_2(x)$ 并不独立。

从 $R\cong 0$ 还得到另一重要结果：部分子应该是费米子，而不能是玻色子。

这可以从虚光子与部分子散射的一个极端情况看出，当部分子与光子弹性碰撞散射角为 180° 时，图 7.34 即可变成图 7.35。



图 7.35 部分子与光子弹性散射角为 180° 时费曼图示

根据相互作用顶角 A 必须满足总角动量守恒的要求，可以判断部分子的自旋数值。如果部分子的自旋为 0，由于横光子 $s_z=\pm1$，$0-0\neq\pm1$，则必须 $\sigma_t=0$，

$$
R=\frac{\sigma_s}{\sigma_t}\to\infty.
$$

这与实验结果矛盾。如果部分子自旋为 1/2，则$(+1/2)+(+1/2)=+1$ 及$(-1/2)+(-1/2)=-1$ 两种过程都可能发生，即主要是吸收横光子，$\sigma_s/\sigma_t\to 0$。故 $R=0.18\pm0.10$ 表明部分子的自旋为 1/2。

进一步的实验和理论分析都证实部分子的自旋为 1/2，与层子模型中层子的自旋相同。部分子是否就是前面介绍的强子结构中的层子呢？目前的实验和理论都认为至少部分子中的一部分就是前面介绍的层子。也许还有一部分是胶子，它也存在于强子结构之中。

7.4.3 层子分布函数

如果部分子就是层子，就应该有不同味道，如 u，d，s，$\bar{u}$，$\bar{d}$，$\bar{s}$ 等，它们各具有不同的分数电荷。因而与光子应有不同的相互作用强度。前面讲的结构函数，或几率 $f(x)$，也应该是各种味道部分子分别贡献的结果。

考虑电磁相互作用强度和电荷平方成正比，令质子中具有动量 xp 的第 i 种层子的几率为 $f_i^p(x)$，定义

$$f(x) = \sum_i Q_i^2 f_i^p(x), \tag{7.76}$$

其中 Q_i 是第 i 种层子所带的电量(以电子电荷为单位)，如

$$Q_u = 2/3, \ Q_{\bar{u}} = -2/3, \ Q_d = -\frac{1}{3}, \cdots,$$

所以，考虑在质子中主要有 u，d 层子，而 s 层子对核子结构函数也有小的贡献时，

$$f(x) = \frac{4}{9}[f_u^p(x) + f_{\bar{u}}^p(x)] + \frac{1}{9}[f_d^p(x) + f_{\bar{d}}^p(x) + f_s^p(x) + f_{\bar{s}}^p(x)]. \tag{7.77}$$

这样 ep 散射得到的质子结构函数，就应该是

$$F_2^{ep}(x) = 2xF_1^{ep}(x) = xf(x) = x\left\{\frac{4}{9}[f_u^p(x) + f_{\bar{u}}^p(x)] + \frac{1}{9}[f_d^p(x) + f_{\bar{d}}^p(x) + f_s^p(x) + f_{\bar{s}}^p(x)]\right\}. \tag{7.78}$$

en 散射得到的中子结构函数应该是

$$F_2^{en}(x) = 2xF_1^{en}(x) = x\left\{\frac{4}{9}\left[f_u^n(x) + f_{\bar{u}}^n(x)\right] + \frac{1}{9}\left[f_d^n(x)\right.\right.$$

$$\left.\left. + f_{\bar{d}}^n(x) + f_s^n(x) + f_{\bar{s}}^n(x)\right]\right\}. \qquad (7.79)$$

由于同位旋对称,则应有

$$\begin{aligned} &f_u^p = f_d^n \equiv u(x), \quad f_{\bar{u}}^p = f_{\bar{d}}^n \equiv \bar{u}(x), \\ &f_d^p = f_u^n \equiv d(x), \quad f_{\bar{d}}^p = f_{\bar{u}}^n \equiv \bar{d}(x), \\ &f_s^p = f_s^n \equiv s(x), \quad f_{\bar{s}}^p = f_{\bar{s}}^n \equiv \bar{s}(x). \end{aligned} \qquad (7.80)$$

因此

$$F_2^{ep}(x) = x\left\{\frac{4}{9}\left[u(x) + \bar{u}(x)\right] + \frac{1}{9}\left[d(x) + \bar{d}(x)\right.\right.$$

$$\left.\left. + s(x) + \bar{s}(x)\right]\right\}, \qquad (7.81)$$

$$F_2^{en}(x) = x\left\{\frac{4}{9}\left[d(x) + \bar{d}(x)\right] + \frac{1}{9}\left[u(x) + \bar{u}(x)\right.\right.$$

$$\left.\left. + s(x) + \bar{s}(x)\right]\right\}. \qquad (7.82)$$

这样得到的

$$\frac{1}{4} \leqslant \frac{F_2^{ep}}{F_2^{en}} \leqslant 4, \qquad (7.83)$$

与实验结果不矛盾.

还能得到

$$\int_0^1 \frac{dx}{x}\left[F^{ep}(x) - F^{en}(x)\right] = 1/3, \qquad (7.84)$$

与实验值（~ 0.28）基本符合.

部分子模型把强子结构函数具体化为各种层子分布函数，由于在各种不同的过程中（如 νp, $\bar{\nu}$p, νn, $\bar{\nu}n$, 强子-强子反应等等）起作用的层子可能不同,相互作用的类型也可能不同,从而提供了从各种渠道深入研究强子结构的可能. 轻子(包括 e, μ, ν 等)-核子深度非弹性散射实验结果的综合分析，使我们对强子结构有了一定了解. 目前我们知道，在核子中除存在有 u、d 等层子外，还

存在有百分之十几的反层子，它们主要分布在小 x 范围内．同时还发现，强子中一些部分子是层子，另外还有一些部分子，既不参与电磁作用，也不参与弱作用，却携带着核子的近一半动量．这种部分子，即我们推测可能存在的胶子，它们在层子之间，传递强相互作用．我们在第十一章介绍中微子-核子相互作用时（11.2.1），将进一步介绍强子部分子模型．

7.4.4 渐近自由

部分子模型假定层子-部分子在强子内部是近于自由的（即它们之间的相互作用弱到可以忽略的程度），成功地解释了在大的动量转移时（Bjorken条件）的深度非弹性散射现象．但在另一方面，必须认为层子-部分子之间存在着很强的相互作用，才能解释为什么它们束缚在一起构成强子，以及为什么不论给强子多大能量，也无法把层子-部分子单独分离出来．这些事实迫使我们承认，强相互作用具有和其它种作用明显不同的一种性质：当层子-部分子之间距离极近，或当转移的动量 q 很大时，它们之间的相互作用反而变得很弱，可以近似地看作是自由粒子；当转移的动量 q 很小，或它们之间距离变大时，相互作用强度就迅速增加，而使层子-部分子只能永远被“囚禁”在强子里面．

“渐近自由”和“囚禁”应该作为建立新的强子结构理论和强相互作用理论的基本出发点，而且希望可以最终从一个基本的强作用理论自动给出这些性质．

近几年发展的“量子色动力学”能够给出“渐近自由”性质．也能在“渐近自由”时，用微扰方法算出一些与实验符合的效应．加上它具有合理的理论框架，所以被认为是最有前途的强作用理论，第十一章中将作进一步介绍．

§7.5 正负电子对撞

随着六十年代对撞机的建成，粒子物理学领域中开辟了一个

新的阵地．围绕 e^-e^-，e^+e^-，pp 和 $p\bar{p}$ 对撞等方面的实验和理论分析工作迅速开展，正反粒子对撞物理成为近几年来高能物理中成果最多的新领域．这一节中我们着重介绍正负电子对撞物理的一些特点．

7.5.1 弹性散射

1．弹性散射 $e^-e^- \to e^-e^-$，也称为穆勒（Møller）散射．

量子电动力学中计算了穆勒散射的微分截面[参看 David C. Cheng 的《基本粒子物理导论》[16]和附录 V]．在 $E_{cm} = \sqrt{S}$ 很大于电子质量时，有

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(e^-e^- \to e^-e^-) = \frac{\alpha^2}{2S}\left[\frac{1+\cos^4(\theta/2)}{\sin^4(\theta/2)} + \frac{2}{\sin^2(\theta/2)\cos^2(\theta/2)} + \frac{1+\sin^4(\theta/2)}{\cos^4(\theta/2)}\right]. \quad (7.85)$$

这时的角分布在朝前 ($\theta = 0°$) 和朝后 ($\theta = 180°$) 的方向都有尖锐的峰值．在 $\theta = 90°$ 时有极小值．图 7.36 给出穆勒散射两种具体过程的费曼图，其动量转移的平方 q^2 和 q'^2 分别为

$$q^2 = S\cos^2(\theta/2)$$

$$q'^2 = S\sin^2(\theta/2).$$

可以将 (7.85) 式写成下列形式：

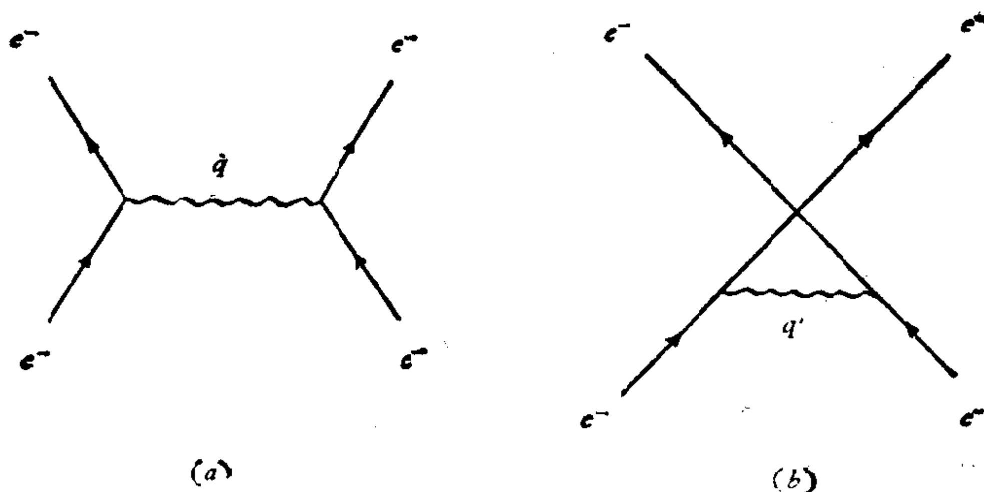


图 7.36 穆勒散射 ($e^-e^- \longrightarrow e^-e^-$) 费曼图

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(e^-e^- \to e^-e^-) = \frac{\alpha^2}{2S}\left[\frac{S^2 + \mathrm{q}'^4}{\mathrm{q}^4} + \frac{2S^2}{\mathrm{q}^2\mathrm{q}'^2}\right.$$
$$\left. + \frac{S^2 + \mathrm{q}^4}{\mathrm{q}'^4}\right] \tag{7.86}$$

如果电子不是点粒子，而有一定的电荷分布，则穆勒散射的微分截面将变为

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2S}\left[\frac{S^2 + \mathrm{q}'^4}{\mathrm{q}^4}|F(\mathrm{q}^2)|^2\right.$$
$$\left. + \frac{2S^2}{\mathrm{q}^2\mathrm{q}'^2}R_e[F(\mathrm{q}^2)F^*(\mathrm{q}'^2)] + \frac{S^2 + \mathrm{q}^4}{\mathrm{q}'^4}|F(\mathrm{q}^2)|^2\right] \tag{7.87}$$

其中 $F(\mathrm{q}^2)$ 为电子的形状因子，可写为

$$F_{\mp}(\mathrm{q}^2) = 1 \pm \frac{\mathrm{q}^2}{\mathrm{q}^2 - \Lambda_{\pm}^2} \tag{7.88}$$

其中 $\Lambda_{\pm}$ 为截断因子．如果 $\Lambda_{\pm} \gg \mathrm{q}$，则 $F_{\mp}(\mathrm{q}^2) = 1$．$\Lambda_{\pm}$ 和粒子半径 a 由测不准关系联系，$\Lambda_{\pm} \cdot a \geqslant \hbar$．如果 $\Lambda_{\pm}$ 为无限大，$a \simeq 0$；如果 $\Lambda_{\pm}$ 为一定有限值，即表示在 $a \geqslant \frac{\hbar}{\Lambda_{\pm}}$ 空间范围内，量子电动力学出现了偏差．根据量子电动力学算出的微分截面，经过一些修正后，和实验测得的微分截面相比较，可以得出 $\Lambda_{\pm}$ 值的范围，反映量子电动力学与实际偏离的情况．

2．弹性散射 $e^+e^- \to e^+e^-$，也称为巴巴 (*Bhabha*) 散射，在正负电子对撞机的实验中，常利用巴巴散射事件监测对撞机的亮度．图 7.37 中给出巴巴散射两种具体过程的费曼图．在高能($\sqrt{S} \gg m_e$)时，量子电动力学算出巴巴散射的微分截面为

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(e^+e^- \to e^+e^-) = \frac{\alpha^2}{2S}\left[\frac{1 + \cos^4(\theta/2)}{\sin^4(\theta/2)}\right.$$
$$\left. - \frac{2\cos^4(\theta/2)}{\sin^2(\theta/2)} + \frac{1 + \cos^2\theta}{2}\right]. \tag{7.89}$$

其角分布在朝前 ($\theta = 0°$) 方向有尖锐的峰，主要是图 7.37 (a) 过程的贡献．

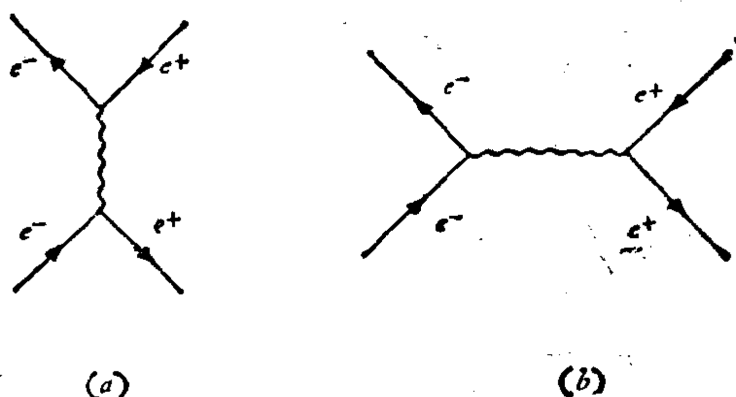


图 7.37 巴巴散射（$e^+e^- \longrightarrow e^+e^-$）单光子交换过程费曼图

1975 年 R. Hofstadter 考虑了在正、负电子均有半径 a，且在探测中不区分正负电荷情况下，巴巴散射微分截面的表示式：

$$
\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{d\Omega}(e^+e^- \to e^+e^-) = \frac{\alpha^2}{2S}\Bigg[& \frac{q'^4 + S^2}{q^4}|F_S|^2 \\
& + \frac{2q'^4}{q^2 S} R_e(F'_S F_T^*) + \frac{q'^4 + q^4}{S^2}|F_T|^2 \\
& + \frac{q^4 + S^2}{q'^4}|F'_S|^2 + \frac{2q^4}{q'^2 S} R_e(F'_S F_T^*) \\
& + \frac{q'^4 + q^4}{S^2}|F_T|^2\Bigg][1 + \delta(\theta)].
\end{aligned} \tag{7.90}
$$

这里

$$F_S = 1 \mp q^2/(q^2 - \Lambda_{S\pm}^2), \tag{7.91}$$

$$F'_S = 1 \mp q'^2/(q'^2 - \Lambda_{S\pm}^2), \tag{7.92}$$

是类空光子的形状因子，

$$F_T = 1 \mp S/(S - \Lambda_{T\pm}^2), \tag{7.93}$$

是类时光子的形状因子．$\delta(\theta)$ 作为 θ 的函数是辐射修正项．

实际计算中，还要考虑更多的修正项．量子电动力学算出的截面值 $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$，需要经过辐射修正（$\delta_{辐}$），强作用修正（$\delta_{强}$），弱作用修正（$\delta_{弱}$），和量子电动力学偏差（$\delta_{差}$）等修正后，才能和实验值 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ 进行比较，

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega}(1 + \delta_{辐} + \delta_{强} + \delta_{弱} + \delta_{差}). \tag{7.94}$$

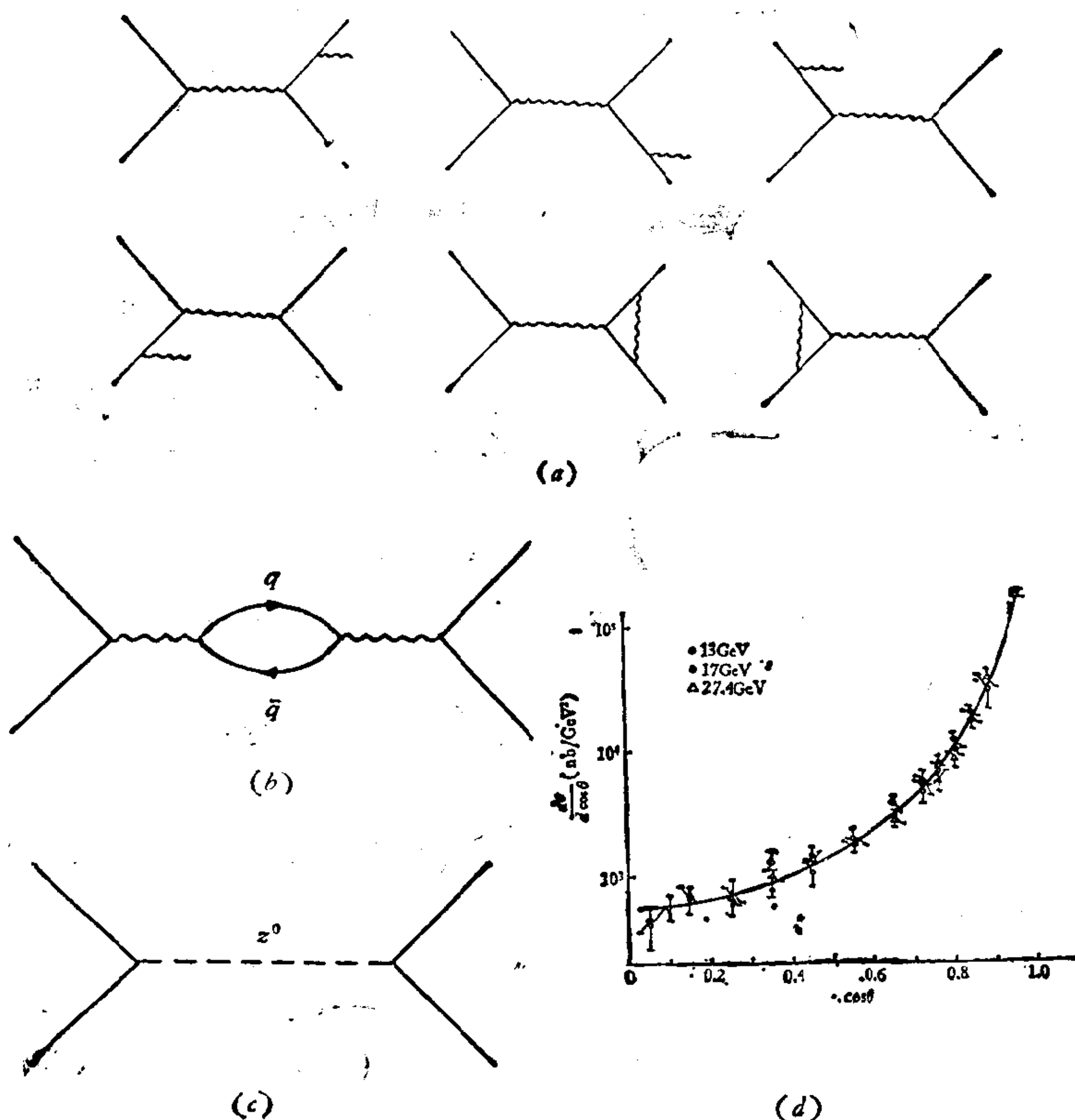


图 7.38　量子电动力学计算散射截面时，需要进行的几种修正

(a) 辐射修正，(b) 强作用修正，(c) 弱作用修正，(d) 修正后的 $e^+e^- \longrightarrow e^+e^-$ 微分截面 $S\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$ 和 $\cos\theta$ 关系(与能量无关)

根据 1981 年 DESY 几个实验组（CELLO，JADE，MARK-J，PLUTO，TASSO）在 $E_{cm} = 38$GeV 能区正负电子散射及湮灭等实验数据，给出 $\Lambda_\pm$ 值约为 150GeV（表 7.4）. 相应于电子电荷分布半径 a 小于 2×10^{-16}cm. 这比强作用力程（1.4×10^{-13}cm）

表 7.4 在 95% 可信度情况下 $\Lambda_\pm$ 参数的下限值 (GeV)

	e		μ		τ		q	
	Λ_+	Λ_-	Λ_+	Λ_-	Λ_+	Λ_-	Λ_+	Λ_-
CELLO	83	155			139	120		
JADE	112	106	142	126	111	93		
MARK-J	128*	161*	194	153	126	116	190*	285*
PLUTO	80	234	107	101	79	63		
TASSO	140	296	127	136	104	189		124

* 包括弱效应

小得多.

量子电动力学的一阶近似计算表明，巴巴散射的微分截面 $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$ 与 S 成反比，因此在对数据作了辐射修正后，量 $S\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$ 相对于 $\cos\theta$ 应与 S 无关. DESY e^+e^- 对撞机上 $\sqrt{S}=13.17$ 和 27.4 GeV 的实验数据和量子电动力学的预言符合得很好，如图 7.38 (d) 所示.

量子电动力学同样能够算出其它电子-光子散射过程，如同康普顿散射，轫致辐射和正负电子偶产生等过程的截面随质心系能量 E_{cm} 及随散射角 θ 的变化关系，在量子电动力学参考书中可以查到其具体算法.

7.5.2 正负电子湮灭-类时光子实验

上节介绍的正负电子散射属于类空 ($q^2>0$) 过程. 7.1.3 节中介绍过类时过程 ($q^2<0$) 的一些情况. 正反粒子湮灭都属于类时过程，这时四动量转移是类时的，$q^2<0$，转移的实际上是能量(质心系总能量 E^*)，而不是动量. q^2 对应中间光子的质量. 我们知道，在以上类空 ($q^2>0$) 和类时 ($q^2<0$) 两种情况下，光子都是虚的，实光子静止质量为零，应有

$$q^2=0. \tag{7.95}$$

1. 正负电子湮灭后末态产生轻子对（e^+e^-，$\mu^+\mu^-$，$\tau^+\tau^-$）和 $\gamma\gamma$ 等过程，主要属于电磁作用过程．其全截面随质心系能量 E_{cm} 关系，以及微分截面随散射角 θ 关系亦可根据量子电动力学严格算出．计算中假定这些轻子（e，μ，τ）都是类点粒子，求得 e^+e^- 通过单光子湮灭成轻子对 $l\bar{l}$（e^+e^-，$\mu^+\mu^-$，$\tau^+\tau^-$）的截面为

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\frac{\alpha^2}{4S}\beta_e\{(1+\cos^2\theta)+(1-\beta_e^2)\sin^2\theta\}. \quad (7.96)$$

其中：$\beta_e=\frac{p_e}{E_e}$，θ 为所生轻子运动方向和入射电子方向间的夹角．

对空间积分可得到，e^+e^- 湮灭后产生 $l\bar{l}$ 对的全截面：

$$\sigma_{l\bar{l}}=\int\frac{d\sigma}{d\Omega}d\Omega=2\pi\int\frac{d\sigma}{d\Omega}\sin\theta d\theta$$

$$=\frac{4\pi\alpha^2}{3S}\beta_e\left(1+\frac{1-\beta_e^2}{2}\right)=\frac{2\pi\alpha^2}{3S}\beta_e(3-\beta_e^2) \quad (7.97)$$

在高能（$\beta_e\simeq 1$，$p_e\cong E_e$）时，

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\frac{\alpha^2}{4S}(1+\cos^2\theta), \quad (7.98)$$

$$\sigma_{l\bar{l}}=\frac{4\pi\alpha^2}{3S}=\frac{4\pi}{3}\frac{\alpha^2}{E_{cm}^2}=\frac{21.9\,(\text{nb})}{E^2}, \quad (7.99)$$

其中 E 为单束电子能量，单位为 GeV．

如果轻子具有一定体积，则（7.98）式变为

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\frac{\alpha^2}{4S}(1+\cos^2\theta)|F_T|^2, \quad (7.100)$$

$$\sigma_{l\bar{l}}=\sigma_{\text{QED}}|F_T|^2, \quad (7.101)$$

其中 F_T 为轻子的类时光子形状因子，

$$F_T=1\mp\frac{S}{S-\Lambda_\pm^2}. \quad (7.102)$$

此式中，$S\gg m_e^2$；$\Lambda_\pm$ 为截断因子．如 $\Lambda_\pm^2\gg S$，则类时光子形状因子 $F_T=1$，即轻子为点粒子．

量子电动力学计算，对不同轻子（e，μ，τ 等质量不同，电荷相

同)是普适的，除相空间因子有差别(高能时可忽略)外，截面随能量 E_{cm} 及角度 θ 的关系都是一致的．图 7.39(a)，(b) 给出 DESY DORIS 几组实验，在 $q^2 = -E_{cm}^2 = S = 169$ 到 $999\ \text{GeV}^2$ 区间得到的数据，说明 $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ 和 $\tau^+\tau^-$ 的截面，作为 $\sqrt{S}$ 的函数，和量子电动力学理论计算结果是符合的．这也说明，τ 轻子和电子，μ 子一样，在很大 q^2 范围内仍然是一个点粒子．e，μ，τ 等轻子带有相同电荷 ($\pm e$)，相同自旋 (1/2)，相同的电磁作用和弱作用，都是点粒子，都符合量子电动力学普适性，除质量不同以外，还没发现有其它差异，为何自然界中存在 e，μ，τ 等不同轻子，至今还不清楚．

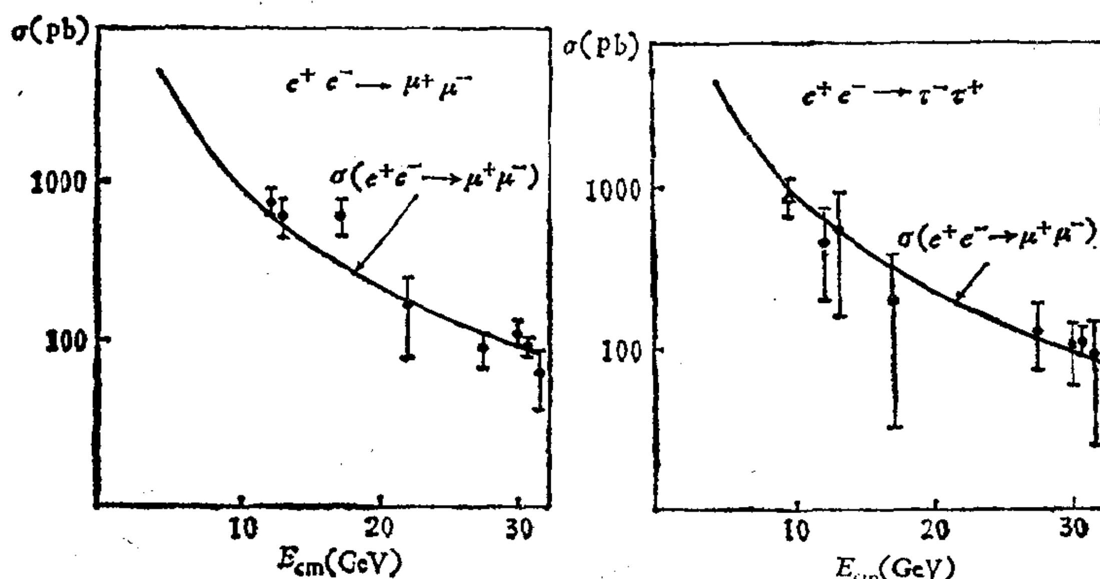


图 7.39 DESY 实验室所测 $e^+e^- \longrightarrow l\bar{l}$ 截面值与量子电动力学理论计算 $\sigma(e^+e^- \longrightarrow \mu^+\mu^-)$ 值比较

(a) $e^+e^- \longrightarrow \mu^+\mu^-$，(b) $e^+e^- \longrightarrow \tau^+\tau$

2. e^+e^- 湮灭产生强子对的过程包括电磁作用和强作用．

从湮灭过程费曼图 7.11 (d) 看，e^+e^- 湮灭产生类时光子后，可以转化为矢量介子 (图 7.40)，然后矢量介子通过强作用再变成其它强子．整个过程包括电磁作用和强作用．过程之中总角动量、宇称、重子数、奇异数、电荷等量子数均守恒．因此矢量介子的这些量子数都应和光子相同，只是质量比光子大，因此这些矢量介子

也称为重光子.

在研究 ep 弹性散射确定核子的形状因子时，就曾预言 ϕ、ω、ρ 等矢量介子的存在. 当时认为类空的散射过程 ($ep \to ep$) 和类时的湮灭过程 ($e^+e^- \to p + \bar{p}$) 之间有相互联系. 假定 q^2 由正(类空)变负(类时)的过程中，形状因子 $G(q^2)$ 是连续函数. 如果图 7.40 的预期是对的，则在反应截面 σ 随 e^+e^- 质心系能量 (E_{cm}) 的关系曲线中，在这些矢量介子处应有峰值. 1969 年在法国奥尔赛 (Orsay) 及苏联新西伯利亚的实验中，的确看到了 $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ 反应过程，在 ρ 介子质量 ($M_\rho = 776\,\text{MeV}$) 处，有一共振，其宽度为 $\Gamma_\rho = 158\,\text{MeV}$. 曲线形式和布拉脱-维格勒 (Breit-Wigner) 公式符合，

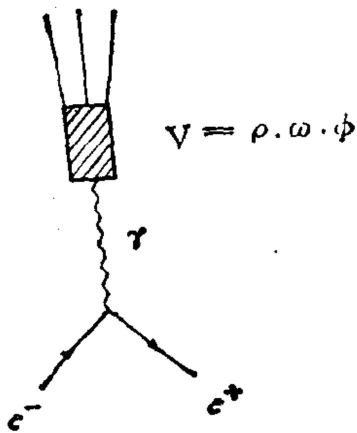


图 7.40 e^+e^- 湮灭成光子 γ 以后，通过中间矢量介子 ρ, ω, φ 产生其它强子的费曼图

$$\sigma = \frac{\pi \lambda\!\!\!^{-2}}{4} \frac{(2J+1)\Gamma^2 B}{(E_{c.m.} - M_\rho)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}. \tag{7.103}$$

上式中 B 为 ρ 介子衰变成 e^+e^- 态的分支比. ρ 介子的自旋 $J = 1$. $\lambda\!\!\!^- = \hbar/E$ 是在质心系中每束电子的波长. 因子 4 来自初态 e^+ 及 e^- 自旋态的平均值.

Sidoror 等测量了 $e^+e^- \to K^+K^-$ 过程截面，发现在 1020 MeV 处有一共振峰，其宽度为 4 MeV，正是 ϕ 介子的特征. 说明过程是通过

$$e^+e^- \to \phi \to K^+K^-$$

进行的. 此外，在 $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ 过程的截面随 E_{cm} 关系曲线中，发现在 783 MeV 处也有峰. 其宽度为 10 MeV，是 ω 介子. 以后又陆续发现 J/ψ 及 Υ 粒子，都属于质量更重的矢量介子. 现将其性质列表如下:

按照部分子模型，可以将 e^+e^- 湮灭产生强子的过程看成两

表 7.5 矢量介子的性质

矢量介子	自旋 (J)	宇称 (π)	电荷共轭 (C)	质量 (MeV)	宽度 (MeV)	衰变方式
ρ	1	−1	−1	776	154	e^+e^- $\pi^+\pi^-$ 等
ω	1	−1	−1	783	9.9	$\pi^+\pi^-\pi^0$ $\pi\gamma$ 等
ϕ	1	−1	−1	1020	4.2	K^+K^- K_LK_S 等
J/ψ	1	−1	−1	3097	0.063	e^+e^- 强子等
Υ	1	−1	−1	9456	0.042	e^+e^- $\mu^+\mu^-$ 强子等

步:

$$e^+e^- \to q\bar{q} \to \text{强子}, \tag{7.104}$$

即 e^+e^- 湮灭产生正、反层子对,然后正、反层子对碎裂成强子. 第一步可以和 $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ 过程比较,都是类点粒子作用. 除层子电荷与 μ 子不同外, (7.104) 式过程的全截面和微分截面与 (7.99) 和 (7.98) 式一致,仅相差层子电荷的平方项.

对于 e^+e^- 湮灭产生强子过程, 常用其截面与 $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ 截面的比值 $R = \dfrac{\sigma(e^+e^- \to \text{强子})}{\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-)}$ 来描写其几率. 上册附图六中给出 R 值与 E_{cm} 关系的实验曲线. 在 10—30 GeV区间,在误差范围内, 此比值 R 为常数. 这和部分子-层子是类点粒子的假设符合. 在 10 GeV 以下, 由于很多矢量介子共振态 ($q\bar{q}$) 的存在, 上述曲线复杂化了.

在高能时 $e^+e^- \to q\bar{q} \to$ 强子过程中,产生的强子常集聚在相反方向的两个“喷注”之中, 具体情况将在第十章中介绍. 喷注轴的方向, 应反映中间态层子 q 及 $\bar{q}$ 的发射方向. 由 q (或 $\bar{q}$) 碎裂出来的强子角分布确定的喷注轴角分布, 应和部分子 q (或 $\bar{q}$) 的自旋有关. 我们知道 $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ 过程的角分布为 (7.98) 式

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto (1+\cos^2\theta),$$

其中 θ 为 $\mu^\pm$ 和电子束流方向的夹角. 图 7.41 (a) 给出 $\mu^\pm$ 的角分布,图 7.41 (b) 给出 $e^+e^- \to q\bar{q} \to$ 强子过程中, 强子喷注轴的角分布.

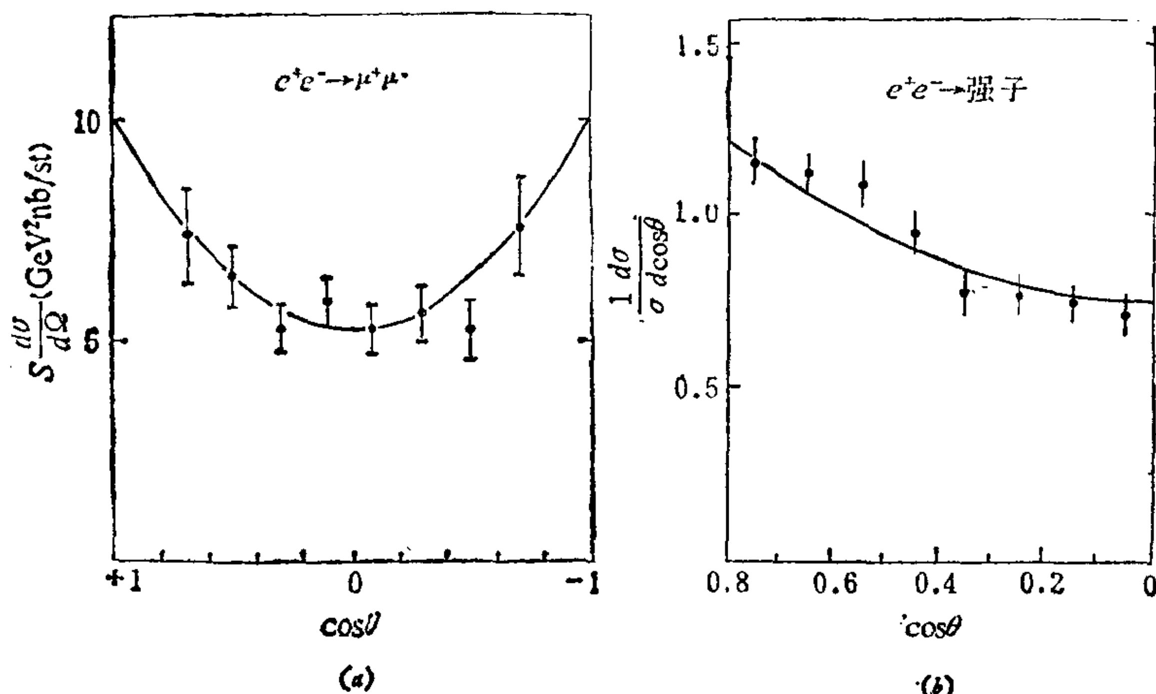


图 7.41 相对于 e^+e^- 束流方向次级粒子角分布

(a) $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ 过程中, μ^+ 或 μ^- 角分布,

(b) $e^+e^- \to$ 强子 (喷注) 过程中, 喷注轴角分布

图 7.41 (a) (b) 中的实验数据, 可以用 $(1+\cos^2\theta)$ 分布曲线拟合,这和假设部分子-层子和 μ 子都具有 1/2 自旋时的预期结果相符合.

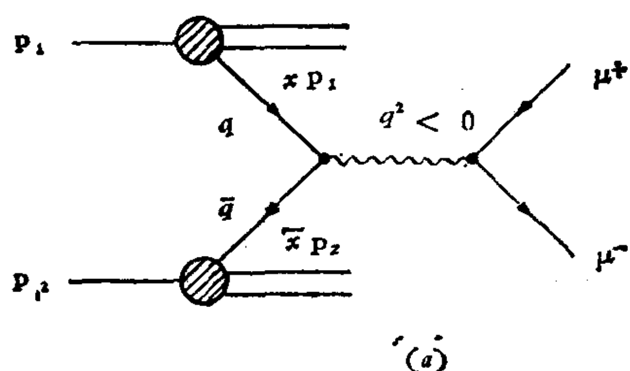
7.5.3 强子碰撞中轻子对产生

1970 年坠尔 (S. O. Drell) 和颜东茂 (T. M. Yan) 分析了强子-强子碰撞中轻子对的产生过程,考虑反应

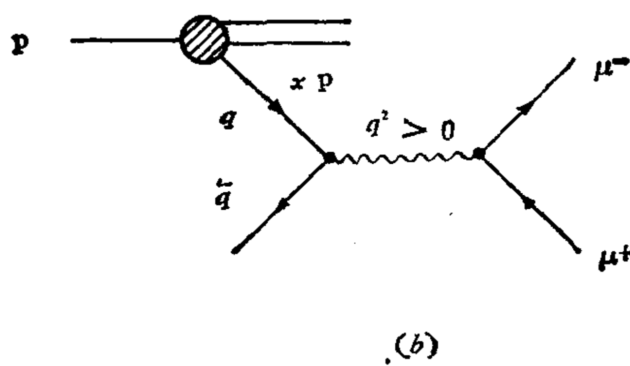
$$\mathrm{p}+\mathrm{p} \to \mu^+ + \mu^- + X, \tag{7.105}$$

其中 X 为任何强子态. 在轻子-层子散射 (图 7.32) 和 e^+e^- 湮灭产生强子 (图 7.11 d) 的基础上, 我们可以画出 (7.105) 式过程的

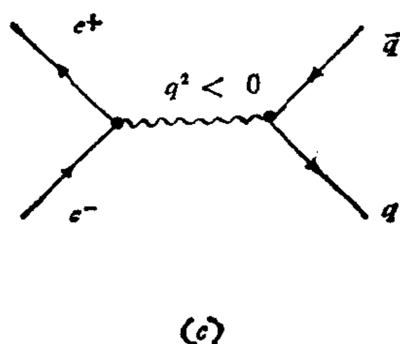
费曼图：图 7.42 (a) 内一个质子中的层子和另一个质子中的反层子湮灭成虚光子后，产生轻子对。在图 7.42 (a) 和 (c) 中光子的四动量是类时的 ($q^2 < 0$)。而图 7.42 (b) 中光子的四动量是类空的 ($q^2 > 0$)。比较图 7.42 (b) 和反应式 (7.105)，我们可以写出类点散射截面：



(a)



(b)



(c)

图 7.42　不同类型层子-轻子相互作用图示

(a) 强子-强子碰撞中产生 $\mu^+\mu^-$ 对（坠尔-颜过程，$q^2 < 0$），
(b) μ 子-核子深度非弹性散射（$q^2 > 0$），
(c) 正负电子湮灭产生正反层子对（$q^2 < 0$）

$$\sigma(q_i\bar{q}_i \to l^+l^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3q^2} e_i^2, \tag{7.106}$$

其中 e_i 和 $-e_i$ 是 q_i 和 $\bar{q}_i$ 的电荷. 其微分截面为

$$\frac{d\sigma}{dq^2}(q_i\bar{q}_i \to l^+l^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3q^4} e_i^2. \tag{7.107}$$

虚光子质量平方（$-q^2$ 值）和质子四动量及部分子所携带的四动量分数 x_i 和 $\bar{x}_i$ 之间有联系. 设碰撞质子的四动量为 P_1 和 P_2, 部分子的四动量为 $K_i = x_iP_1$ 和 $\bar{K}_i = \bar{x}_iP_2$, 则光子或双轻子的质量平方为

$$\begin{aligned} m^2 &= -q^2 = -(K_i + \bar{K}_i)^2 = -(x_iP_1 + \bar{x}_iP_2)^2 \\ &= -(2P_1P_2x_i\bar{x}_i + x_i^2P_1^2 + \bar{x}_i^2P_2^2), \end{aligned} \tag{7.108}$$

质子-质子系统质心系总能量为

$$S = -(P_1 + P_2)^2 = -(2P_1P_2 + P_1^2 + P_2^2). \tag{7.109}$$

已知 $P_1^2 = P_2^2 = -m_P^2$, 如果 $S \gg m_P^2$, $m^2 \gg x^2m_P^2$, 我们得到

$$m^2 = x_i\bar{x}_iS. \tag{7.110}$$

上述分析中我们忽略了部分子对于质子束流方向的横向动量.

引入无因次参数

$$\tau = \frac{m^2}{S} = x_i\bar{x}_i, \tag{7.111}$$

参考 (7.78) 式计算结构函数的方法, 我们可以得到质子-质子碰撞中,轻子对产生截面

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{3q^4} F(\tau), \tag{7.112}$$

其中 $F(\tau)$ 为一无标度函数

$$F(\tau) = \sum_i e_i^2 \frac{1}{N_c}\int_0^1 x_i dx_i \int_0^1 \bar{x}_i d\bar{x}_i f_i^1(x_i) f_i^2(\bar{x}_i) \cdot \delta(x_i\bar{x}_i - \tau). \tag{7.113}$$

式中对各种味道层子,仅层子的密度函数 $f_i^1(x_i)$, $f_i^2(\bar{x}_i)$ 积分,并以它们的动量分数 x_i 和 $\bar{x}_i$ 及其电荷 e_i^2 为权重. 颜色因子 $N_c = 3$ 是去除层子配对（例如红层子和反红层子配对）几率对截面的影

响．考虑 $q^2 = -m^2$ 由 (7.112) 式可得

$$2q^4 \frac{d\sigma}{dq^2} = -m^3 \frac{d\sigma}{dm} \propto F(\tau), \tag{7.114}$$

具有标度无关性，即 $F(\tau)$ 只依赖于无因次比值 $\frac{m^2}{S}$．费米实验室 200—400 GeV 质子打静止靶 ($\sqrt{S} = 20$—28 GeV) 实验结果给出，在误差范围内截面只是变数 $\tau = \frac{m^2}{S}$ 的函数． 根据他们的实验数据，得到

$$F(\tau) = 常数 \cdot \exp(-18.6\sqrt{\tau}) \quad (0.2 < \sqrt{\tau} < 0.5). \tag{7.115}$$

西欧中心 ISR (质子-质子对撞，$\sqrt{S} = 62$GeV) 的实验结果，也支持 (7.114) 式的标度无关性．

如果 $\mu^+\mu^-$ 对的确是通过正反层子湮灭成虚光子后产生，而且是通过单光子交换机制实现的．那么在双轻子质心系统中，测量任一轻子相对于入射质子束流方向的角分布，应有

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 常数 (1 + \cos^2\theta), \tag{7.116}$$

实验上的确看到了这种角分布，见图 7.43.

由公式 (7.113) 看到，$F(\tau)$ 与正反层子分布函数的积分有关，这些分布函数原则上可由测量轻子-核子散射过程的截面求得．我们知道，通过中微子散射测量来确定反层子分布函数 $\bar{u}(x)$，$\bar{d}(x)$，$\bar{s}(x)$ 是比较困难的，因为反层子在核子结构中只占 5—10%，而且需要通过测量中微子和反中微子与核子作用的截面差来确定．相反的，利用测量强子-强子作用产生轻子对的截面来确定反层子分布函数则较容易，因为这一截面直接和层子，反层子分布函数乘积成正比．由这种方法确定的反层子分布函数和由轻子-核子散射的方法得到的结果符合得很好．例如，在可比较的 q^2 区间，两者都给出 $x\bar{d}(x) \simeq 0.5(1-x)^7$.

通过 π 介子-核子碰撞产生 $\mu^+\mu^-$ 对的实验，还可以得到 π 介子中正、反层子分布函数．由于对称性，两者应相同，即 $\bar{u}_\pi(x) =$

$u_\pi(x)$。实验测得 π 介子结构函数为

$$xu_\pi(x) \simeq 0.25(1-x).$$

这一结果说明，π 介子结构函数较核子中价层子或海层子的分布要硬些，后者分别为 $(1-x)^3$ 和 $(1-x)^7$.

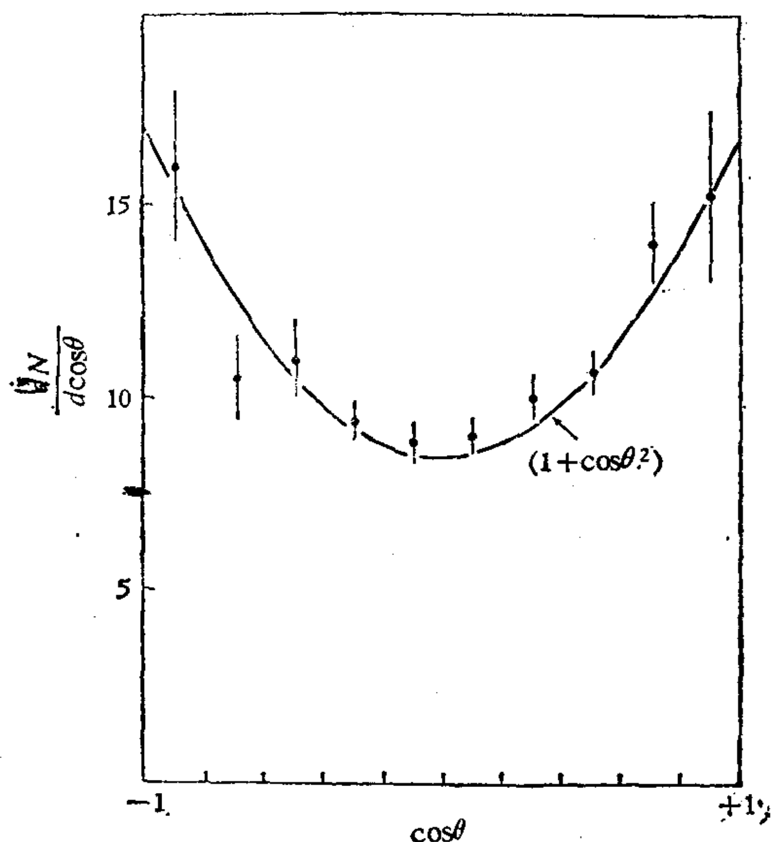


图 7.43 在双 μ 静止系统中，相对于入射束方向，强子-强子碰撞产生双 μ 过程的角分布.（如果这一过程是通过坠尔-颜机制图 7.42(a) 实现的，$q\bar{q} \to \mu^+\mu^-$ 中的层子，反层子自旋均为 1/2，则预期 μ 子角分布应有 $(1+\cos^2\theta)$ 形式. 实验点是 1978 年 Anderson 等人测量的）

§7.6 来自电磁源的强相互作用

7.6.1 高能光子的强作用行为

由于高能虚光子很有可能转化为和它具有同样量子数的虚强子 ρ, ω, ϕ 等（图 7.40），因而光子在高能下应有强作用表现. 根据测不准原理，如果产生虚粒子时有 ΔE 的能量差，那么这个虚粒

子能够存在的时间是 $\Delta t = \hbar/\Delta E$. 假如有一个能量为 E_γ 的光子，转化为一个质量为 m_h 的虚强子. 动量守恒要求: $p_\gamma = p_h = E_\gamma$, 虚强子的能量为: $E_h = [p_h^2 + m_h^2]^{1/2} = [E_\gamma^2 + m_h^2]^{1/2}$. 虚强子和光子的能量差为

$$\Delta E = E_h - E_\gamma = [E_\gamma^2 + m_h^2]^{1/2} - E_\gamma.$$

我们只讨论两个极端的情况:

1. 当 $E_\gamma \ll m_h$ 时

$$\Delta E = m_h,$$

此时虚强子存在的时间为

$$\Delta T = \frac{1}{m_h}, \tag{7.117}$$

虚强子能穿过的距离为

$$L \leqslant \frac{1}{m_h} = \lambda\!\!\!^{-}_h. \tag{7.118}$$

2. 当 $E_\gamma \gg m_h$ 时,

$$\Delta E = \frac{m_h^2}{2E_\gamma},$$

此时虚强子存在的时间为

$$\Delta T = \frac{2E_\gamma}{m_h^2}, \tag{7.119}$$

虚强子能穿过的距离为

$$L < \frac{2E_\gamma}{m_h^2} = 2\lambda\!\!\!^{-}_h \frac{E_\gamma}{m_h}, \tag{7.120}$$

其中 $\lambda\!\!\!^{-}_h$ 为强子的康普顿波长.

由于量子数的限制，光子只能转化为矢量介子或量子数等于矢量介子的其他粒子系统. 在已知的矢量介子中，质量最小的是 ρ^0 介子，其 $\lambda\!\!\!^{-} = 0.3\,\text{fm}$, 由此可见，当 $E_\gamma \ll m_h$ 时，L 比核子直径还小. 而当 $E_\gamma \gg m_h$ 时，L 则可能大于核子的直径.

如果高能光子处于虚粒子态的时间,如 (7.119) 式所示,和 E_γ 成正比,则能量高时,光子必然会有强作用特性. 这样分析是否正确，只能用实验检验. 下面我们分析一下高能光子与质子和中子

相互作用的吸收截面．图 7.44 是光子吸收截面与 E_γ 的关系．当光子能量增加到几个 GeV 时，质子和中子吸收光子的总截面彼此靠近．但是从电磁性质看，质子、中子的电和磁形状因子都不相同，如果光子仅仅与电荷和电流有相互作用，则光子与质子或中子的相互作用应有较大差别．但是如果高能光子有强作用性质，由于强作用与电荷无关，强子与质子和强子与中子的作用截面应该大体相等．光子能量越高，处于虚强子态的时间就越长，(γ, p) 和 (γ, n) 就更接近．这一实验结果的确说明高能光子有强作用性质．

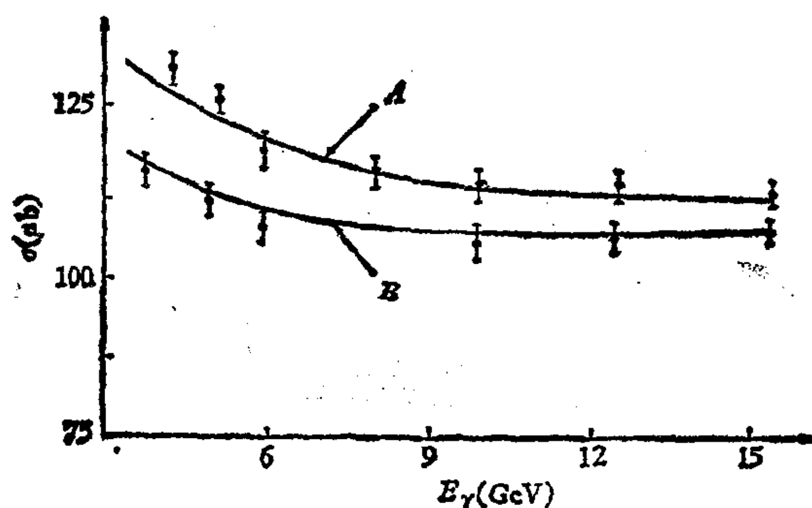


图 7.44　质子 (A) 及中子 (B) 对光子吸收总截面

由此可见，不同种类的相互作用是不能截然分开的．任何处理电磁相互作用的理论，不引入和强作用(可能还有弱作用及引力作用)的联系，只能是近似的理论．下面我们看看有关粒子的强作用和电磁作用相互联系方面的实验．先看产生单 π 介子的光生实验．

7.6.2　光子 π 介子

1 GeV以下的光子打击质子，产生单个 π 介子的实验早就有人做过了，



$$\gamma + p \to n + \pi^+$$



$$\gamma + p \to p + \pi^0$$

光生 π 介子总截面随光子能量关系曲线，见图 7.45，曲线的性质和低能 π 介子-核子散射截面随能量的关系曲线相似.

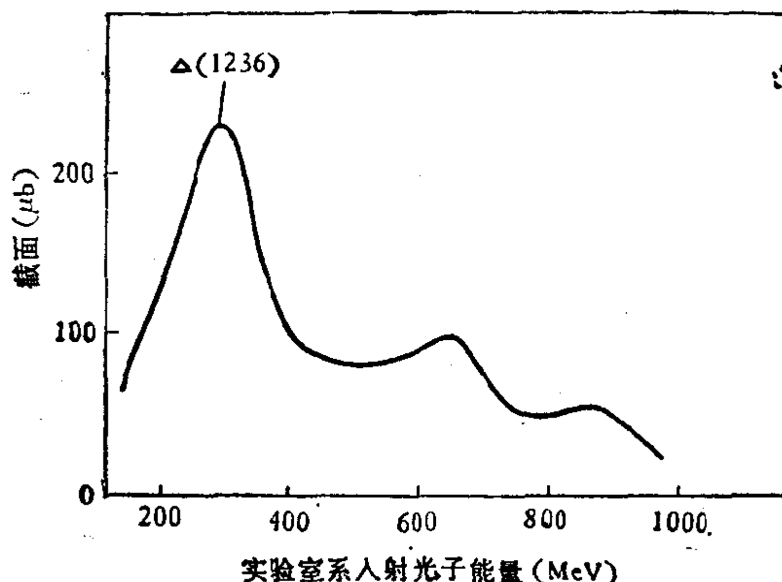


图 7.45 $\gamma p \to n\pi^+$ 反应截面随入射光子能量关系曲线

能量为 E_γ 的光子入射，打击静止质子靶，在质心系中有效能量 E^* 可由下式算出:

$$E^{*2} = (E_\gamma + M_p)^2 - E_\gamma^2 = M_p^2 + 2M_pE_\gamma. \qquad (7.121)$$

在图 7.45 曲线第一个极大值处，入射光子能量为 345 MeV，对应的质心系总能量为 $E = 1236$ MeV. 是 Δ (1236) 的重子共振态.

已知 Δ (1236) 的自旋、宇称为 $J^P = \frac{3^+}{2}$，由光子 ($J^P = 1^-$) 和质子 $\left(J^P = \frac{1^+}{2}\right)$ 形成 Δ (1236) 共振态时，角动量和宇称守恒定律要求，角动量 $J_r = 1$，宇称为 $+1$ 的磁偶极辐射光子在这一跃迁过程中应起主要作用. 在电磁理论中知道，电多极辐射光子的宇称为 $(-1)^{J_r}$，磁多极辐射光子的宇称为 $(-1)^{J_r+1}$，愈低级矩的跃迁几率愈大. 这种态的光子自旋波函数 $\gamma(1, \pm)$ 和质子自旋波函数 X (1/2, ± 1/2) 组合成 $J = \frac{3}{2}$, $J_z = \pm\frac{3}{2}$, $\pm\frac{1}{2}$ 的共振态自旋波函数 $\phi(J, J_z)$，我们有

$$\gamma(1, \pm 1)X\left(\frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2}\right) = \phi\left(\frac{3}{2}, \pm \frac{3}{2}\right), \quad (7.122)$$

和

$$\gamma(1, \mp 1)X\left(\frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2}\right) = \sqrt{\frac{1}{3}}\,\phi\left(\frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2}\right)$$

$$\pm \sqrt{\frac{2}{3}}\,\phi\left(\frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2}\right). \quad (7.123)$$

以上两式中，每个式子中的正负号，或者全部取上面的符号，或者全部取下面的符号，全式要一致．对没有极化的光子和质子，以上两式的几率是一样的．因此，$\phi\left(\frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2}\right)$ 态将以 $\phi\left(\frac{3}{2}, \pm \frac{3}{2}\right)$ 态几率的 $\frac{1}{3}$ 出现．

根据角动量守恒定律，Δ 衰变成 π 介子 (0^-) 和质子 $\left(\frac{1^+}{2}\right)$ 的过程，只能在 P 态（$L = 1$, $L_z = \pm 1, 0$）进行．可以将 Δ 共振态自旋波函数写成自旋波函数 $X\left(\frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2}\right)$ 及轨道角动量 $L = 1$ 波函数的组合态（π 介子自旋为零，对此无贡献）．

$$\phi\left(\frac{3}{2}, \pm \frac{3}{2}\right) = Y_{1,\pm1}X\left(\frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2}\right), \quad (7.124)$$

$$\phi\left(\frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2}\right) = \sqrt{\frac{1}{3}}\,Y_{1,\pm1}X\left(\frac{1}{2}, \mp \frac{1}{2}\right)$$

$$+ \sqrt{\frac{2}{3}}\,Y_{1,0}X\left(\frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2}\right). \quad (7.125)$$

同样地，各式中的 ± 号或者都取上面的，或者都取下面的，全式要一致．轨道角动量的本征态函数已写成球谐函数 Y_{L,L_z} 的形式．上面已提到 Δ 共振态处于 $\pm \frac{1}{2}$ 态的几率仅为 $\pm \frac{3}{2}$ 态几率的三分之一．衰变粒子在空间随极角 θ 的强度正比于

$$\left|\phi\left(\frac{3}{2}, \pm \frac{3}{2}\right)\right|^2 + \frac{1}{3}\left|\phi\left(\frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2}\right)\right|^2. \quad (7.126)$$

将 (7.124) (7.125) 式及球谐函数 Y_{L,L_z} 随 θ 的明显形式代入 (7.126) 式，我们得到单位立体角中粒子衰变的强度正比于 $(2+3\sin^2\theta)$。在 $E_\gamma=300$ MeV 的光子，$\gamma+p\to\pi^0+p$ 反应中，π^0 介子角分布实验值与上述磁偶极辐射假定推出的角分布结果是一致的．图 7.45 曲线中高能端的几个峰，对应于质量高于 Δ 的其他重子共振态．

入射光子能量在 1 GeV 以上时，不考虑末态粒子种类，质子的总吸收截面趋于常数，约为 $0.12\times10^{-27}\text{cm}^2$．这时末态可能有几个 π 介子，也可能产生奇异粒子．γp 反应在高能时，总截面趋于常数的性质，和 πp 作用情况类似，只是 πp 截面比 γp 截面大 250 倍左右．

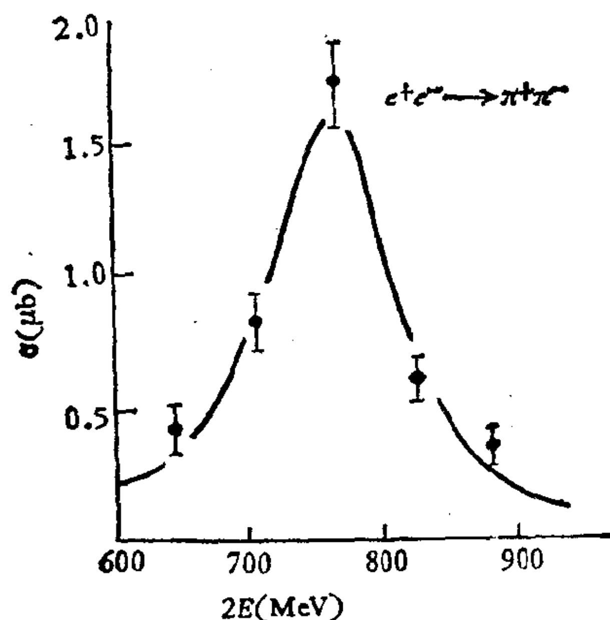


图 7.46 e^+e^- 碰撞产生 $\pi^+\pi^-$ 反应截面与 e^+e^- 总能量关系，ρ 介子质量处有共振峰

还有一些过程，也属于通过电磁作用产生强子的过程．例如，正负电子湮灭产生矢量介子，然后再衰变为 π, K 等强子．

$$e^++e^-\to\rho\to\pi^++\pi^-, \tag{7.127}$$

$$\to\omega\to\pi^++\pi^-+\pi^0, \tag{7.128}$$

$$\to\phi\to K^++K^- \text{ 或 } \pi^++\pi^-+\pi^0. \tag{7.129}$$

图 7.46 中给出(7.127)式反应中，$\pi^+\pi^-$ 产生几率与 e^+、e^- 能量之和 ($2E$) 的关系曲线，在 ρ^0 介子质量 (770 MeV) 附近有共振峰. 在 (7.128) 和 (7.129) 反应过程中，质心系能量等于 ω (783 MeV) 和 ϕ (1020 MeV) 质量附近，也观察到这种共振峰存在. 这些矢量介子的 J^{PC} 等量子数和 γ 光子相同. 因此可以设想，主要是这些矢量介子承担了电磁作用和强作用之间联系的任务.

通过本节讨论可以看到：在某些情况下，高能光子和强子作用时，光子确实表现出类强子特性. 但是光子究竟是怎样进行相互作用的，目前还没有完全搞清楚. 光子与强子的相互作用已经不能用量子电动力学完全描述. 一些高能光子实验，能够使用这样的假设来解释：即光子首先转化成矢量介子，然后矢量介子又与强子耦合. 这称为矢量主导模型，可以形象地用图 7.47 表示. 例如前面讨论的光生 π 介子和矢量介子实验都可以用该模型解释. 另外一些实验，特别是电子的深度非弹性散射实验，则不能用矢量主导模型 (图 7.47) 说明. 因为转移给核子的动量很大，核子被高度激发，需要寻找一种与此不同的相互作用机制说明这种

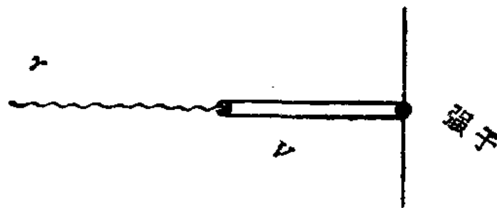


图 7.47 高能光子-强子相互作用的矢量主导模型

反应过程. 那么到底在什么情况下可以用矢量主导模型？它的限制又是什么？用什么样的相互作用机制可以解释电子深度非弹性散射？有没有一个可以描写全部能量区间、适用于类空和类时区的光子-强子相互作用的统一理论存在？这些问题都有待于进一步研究.

习 题

1. 画出下述过程最低级的费曼图:

(a) 正电子-质子散射.

(b) 在附近有电子存在时,光子产生正负电子偶.

(c) 电子-质子碰撞中,产生电子、正电子.

2. 试比较卢瑟福散射、莫特散射公式. 并考虑在大角度散射情况下两式的差别.

3. 假定半径为 R 的原子核内电荷分布函数为

$$\rho(r)=\begin{cases}\rho_0 & r\leqslant R\\ 0 & r>R\end{cases},$$

计算均匀电荷分布的原子核形状因子.

4. 在 $ep\to e'+X$ 的非弹性散射中,常定义变量 ν 为电子初、末态的能量差,试以 ν 和四动量转移 q 为参量,导出末态粒子 X 的质量表示式.

5. 在研究质子结构中,一个有效办法是由高速粒子去轰击它. 试问: 入射粒子是用轻子还是用强子好? 为什么?

6. 什么是标度无关性? 它的物理意义是什么? 写出它的数学表达式.

7. 在 e^+e^- 碰撞束实验中,储存环的半径为 10 m,每束流强为 10 mA,束流截面积为 0.1 cm^2. 电子和正电子束团每转一圈对头碰撞两次. 试计算其亮度(亮度的定义是: 如果一个过程的反应截面为 σ, 则在亮度 L 下,每秒的事例率为 σL. 亮度单位为 $cm^{-2}s^{-1}$). $e^+e^-\to\pi^+\pi^-\pi^0$ 反应过程的截面在 ω 峰时为 1.5 μb. 在此亮度下每小时的事例率为何?

8. 10 GeV 电子与质子碰撞后, 以 10° 的偏转角出射,能量为 7 GeV, 试计算其反冲强子态的静质量 W.

9. 如果电荷分布为(7.43)式的指数形式,试证明其形状因子为(7.42)式的偶极子形式,而且有 $M_V=0.84$ GeV,均方根半径为 0.89 m.

10. 假设层子和反层子在核子和 π 介子中的分布形式分别为 $xQ(x)=A(1-x)$ 和 $x\bar{Q}(x)=B(1-x)$, 试写出一个 πN 碰撞中产生质量为 m 的 μ 子对在 $\tau=m^2/S$ 很小的极限下,不变截面的表示式, 其中 S 为质心系中能量平方.

参 考 文 献

[1] F. E. Close, The quark parton model, *Rep. Prog. Phys.*, 42, 1285(1979).

[2] F. E. Close, An Introducrion to Ouarks and Partons. Academic Press, New York (1979).

[3] R. Hofstadter, Nuclear and Nucleon Scattering of High-Energy Electrons, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 7, 231(1957).

[4] J. I, Fridman, Deep Inelastic Electron Scattering, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 22, 203(1972).
[5] W. F. Francis, Muon Scattering at Fermilab, *Phys. Rep.* **54**, 307(1979).
[6] H. Harari, Quark and Leptons, *Phys. Rep.* **42**, 235(1978).
[7] M. Jacob, Inner Structure of Proton, *Sci. Am.* **243**, 46(Mar. 1980).
[8] F. D. Bjorkon, Inelastic Electron-Proton Scattering, *Phys. Rev.* **185**, 1975(1969).
[9] L. M. Lederman, Lepton Production in Hadron Collsions, *Phys. Rep.* **26**, 149 (1976).
[10] D. H. Perkins, Inelastic Lepton Nucleon Scattering, *Rep. Prog. Phys.* **40**, 409 (1977).
[11] Tung-mow Yan, The parton model, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **26**, 199(1976).
[12] R. F. Schwitters, The Physics of e^+—e^- Collision, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **26**, 89 (1976).
[13] T. A. Criffy, Electromagnetic Form Factors in High Energy Physics, Vol. I (1967).
[14] R. Jackiw, Introducing Scale Symmetry, Physics Today Jan. 23(1972).
[15] J. Kogut, The Parton Model, *Phys. Rep.* **8**, 75(1973).
[16] David C. Cheng, Elementary Particle Physics, An Introduction, Addlson-Wesley Publishing Company (1979).
[17] 李政道著，阮同泽等译，粒子物理和场论简引(上册) p 55—99，科学出版社(1984).
[18] E. 薛格雷著，沈子威等译，核与粒子(下册) p 335—381,科学出版社(1986).

第八章 弱相互作用

研究原子核的性质时人们发现，一些微观粒子间，除存在电磁作用、强作用外，还存在着一种弱相互作用．例如，原子核的 β 衰变就是通过弱作用进行的．半个世纪以来，人们在弱相互作用的实验和理论方面，作了不少工作．除了粒子的弱作用衰变外，人们还利用中微子或 μ 子束流打击电子、核子或原子核，研究弱作用反应过程．对弱作用本质的认识，是逐步加深的：1934 年费米提出 β 衰变理论；1957 年李政道、杨振宁提出弱作用中宇称不守恒理论；1958 年费曼等提出弱作用 $V-A$ 理论；1963 年卡比玻等提出普适弱作用理论；以至到 1967 年后温伯格-萨拉姆等提出弱、电统一理论和近年来对此理论的实验证实，到目前应该说人们对弱作用的基本规律已经有了比较深刻的了解，进一步的实验和理论工作仍在积极地进行着．

§8.1 弱相互作用的基本性质

8.1.1 弱相互作用强度

在强度上弱作用比强作用约弱 10^{14} 数量级．这一点可以由下列两种衰变过程的平均寿命比较，粗略地估计出来：

$$\Delta^{++} \to p + \pi^{+}, \tag{8.1}$$

$$\Lambda \to p + \pi^{-}. \tag{8.2}$$

这两种衰变是通过不同类型的相互作用进行的，重子共振态 Δ^{++} 通过强相互作用衰变成质子和 π^{+} 介子，其平均寿命约为 10^{-23} 秒，这样短的寿命是通过测量其衰变产物不变质量谱的宽度 ($\Gamma = 120\,\text{MeV}$) 计算出来的 $\left(\tau_{\Delta^{++}} \simeq \dfrac{1}{\Gamma}\right)$．而 Λ 超子的平均寿

命 $\tau_\Lambda \cong 2.6 \times 10^{-10}$ 秒，则是通过从产生到衰变期间，Λ 在乳胶或云室中走过的一段距离测定的.

量子力学微扰论计算给出跃迁几率 W_{if} 与寿命 τ 成反比：

$$W_{ab} = 2\pi |M_{if}|^2 \rho(E) \propto \frac{1}{\tau}, \tag{8.3}$$

其中 $M_{if} = \langle \phi_f | H | \phi_i \rangle$ 是跃迁矩阵元，与相互作用类型，能量及初、末态波函数有关；状态密度 $\rho(E) = \dfrac{dn}{dE}$ 是单位能量的状态数目，与末态动量有关. 上述两种衰变过程的初态都是强子，都是费米子，其静质量相差不大，分别为 1236 MeV 和 1116 MeV. 末态除 π 介子电荷不同外，粒子的种类都相同. 末态动量相差约一倍，分别为 231 MeV和 100 MeV. 两过程的 $\rho(E)$差别不会超过几倍. 如果假定初态粒子 Δ^{++} 与 Λ 的结构的差别对 $|M_{if}|^2$ 的影响不会是很多数量级的，则我们可以粗略地估计，两种相互作用的强度比约等于两跃迁几率之比：

$$\frac{\text{弱相互作用强度}}{\text{强相互作用强度}} \sim \frac{\text{(8.2)跃迁几率}}{\text{(8.1)跃迁几率}} = \frac{\tau_{\Delta^{++}}}{\tau_\Lambda} \sim 10^{-14}. \tag{8.4}$$

8.1.2 原子核的 β 衰变

在介绍一般的弱相互作用之前，先回顾一下早期即已开始研究的原子核 β 衰变问题. 原子核在进行 β 衰变时，发射出 e^+ 或 e^-，或在其外电子壳层中，捕获一壳层电子. 例如

$\mathrm{n} \to \mathrm{p} + e^- + \bar{\nu}_e$（自由中子或核内中子的 β^- 衰变）

$\mathrm{p} \to \mathrm{n} + e^+ + \nu_e$（核内质子的 β^+ 衰变）

$e_k^- + \mathrm{p} \to \mathrm{n} + \nu_e$（原子核的 k 捕获）

β 衰变的寿命由秒到若干年，β 衰变发射的电子(或正电子)有连续能谱，而原子核的能级跃迁则是量子化的. 为了解释这一矛盾，1933 年泡利提出了存在中微子假设，认为中微子能量和电子能量及母核动能之和等于原子核的衰变能. 考虑到末态电子，原子核及中微子等的能量总和，衰变过程中的总能量是守恒的. 电

子捕获过程发射出来的中微子 ν_e 具有线状能谱. 图 8.1 中给出一组具有正电子发射, K 和 L 捕获过程的 β 放射源发射出来的中微子能谱.

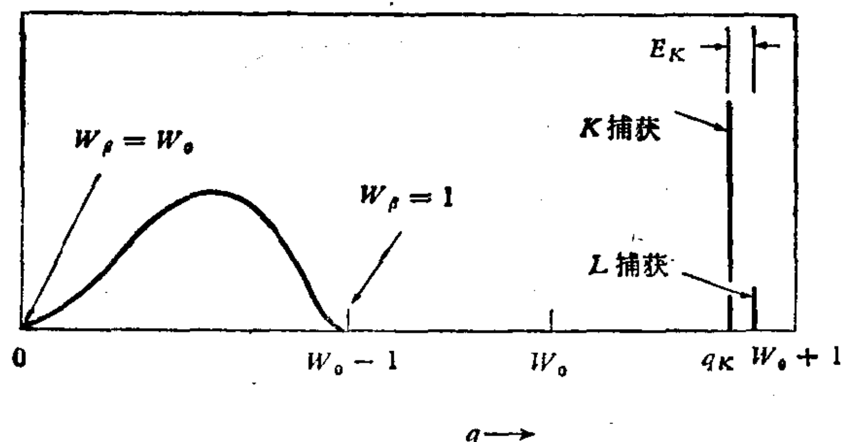


图 8.1 混有 β^+ 衰变和 K、L 捕获的放射源给出的中微子能谱. 横轴为中微子能量或动量. W_0 为以电子静能量为单位的衰变能. $W_\beta = W_0$ 对应于 β^+ 电子能谱中的最大能量点. $W_\beta = 1$ 对应于 β^+ 电子是静止的

1. β 衰变费米理论. 1934 年费米提出 β 衰变理论, 他用类似于处理电磁 γ 辐射的方法. 在 γ 辐射中, 一个原子核从激发态跃迁到基态产生一个光子. 在 β 衰变中, 一个中子转变成一个质子, 产生一个电子和一个反中微子. β 衰变理论的目标是给出这一过程的动力学描述. 费米认为 β 衰变的相互作用很弱, 可以利用微扰论一级近似计算, 其单位时间跃迁几率为

$$W = 2\pi G^2 |M|^2 \frac{dN}{dE_0}. \tag{8.5}$$

其中 E_0 为初、末态粒子质量差(衰变能); $\frac{dN}{dE_0}$ 为末态单位能量能级数目; G 为 β 衰变弱作用费米常数; $|M|^2$ 为跃迁矩阵元的平方, 其中包括四个费米子波函数在核作用体积内的积分, 目前我们认为 $|M|^2$ 为一常数. 先计算空间体积, 以求得能级密度 $\frac{dN}{dE_0}$. 考虑中子 β 衰变过程:



$$\mathrm{n} \rightarrow \mathrm{p} + e^- + \tilde{\nu}_e,$$

在初态中子静止系统中，有

$$\mathbf{p}+\mathbf{p}_e+\mathbf{q}=0, \tag{8.6}$$

$$T+E+E_\nu=E_0. \tag{8.7}$$

其中 E 为电子总能量，E_ν 为反中微子能量，T 为质子动能，$\mathbf{p}_e$、$\mathbf{q}$ 和 $\mathbf{p}$，分别为电子、反中微子和质子的动量．假定 $m_\nu=0$，则 $E_\nu=q$，$m_n-m_p-m_e=E_0\sim 0.8\text{MeV}$．反冲质子质量比电子、中微子质量大得多，因而分配给它的动能 T 很小，可以忽略．能量 E_0 主要分配给电子和中微子．因此，

$$q=E_0-E. \tag{8.8}$$

在体积 V 内，动量在 $p\to p+dp$ 内的电子相空间状态数为

$$\frac{4\pi p^2 V dp}{(2\pi)^3}.$$

如果费米子的波函数归一化到单位体积之中，$V=1$，则电子的相空间因子为

$$\frac{4\pi p^2 dp}{(2\pi)^3}. \tag{8.9}$$

相似地有，中微子相空间因子为

$$\frac{4\pi q^2 dq}{(2\pi)^3}, \tag{8.9'}$$

故末态总的状态数应为

$$dN=\frac{16\pi^2}{(2\pi)^6}p^2q^2dpdq.$$

由 (8.8) 式，$q=(E_0-E)$ 和 $dq=dE_0$，

$$\frac{dN}{dE_0}=\frac{1}{4\pi^4}\,p^2(E_0-E)^2dp, \tag{8.10}$$

如果 $|M|^2$ 为常数，则电子能谱由下式决定

$$W(p)dp\propto p^2(E_0-E)^2dp. \tag{8.11}$$

即 $[W(p)/p^2]^{1/2}$ 与 E 关系应是一条直线，并与 E 轴相交于 $E=E_0$ 处．这种作图方法称为居里描绘．对很多种 β 衰变过程，实验得到的居里描绘曲线的确接近直线．但在低能端部分，电子能谱受库仑作用影响较大．理论上可以算出库仑作用对电子波函数的影

响，得到校正因子 $F(Z,p)$，图 8.2 中纵轴坐标内，已包括这一校正因子．如果中微子质量不为零，曲线与 E 轴交点将不在 E_0，而在 E_0-m_ν 处．利用 E_0 小的 β 衰变过程，可以进行中微子质量的测量．第十一章中将再介绍．

(8.11) 式对整个电子能谱积分后得到总衰变率．在某些 β 衰变电子能量较高时，近似有 $E\sim p$（氚衰变电子能量低，不能用此近似），我们得到

$$N\sim\int_0^{E_0}E^2(E_0-E)^2dE\sim E_0^5, \qquad (8.12)$$

在这种情况下总衰变率与衰变能量的五次方成正比，称为萨金特 (Sargent) 规则．

在考虑到库仑校正项时，单位时间跃迁几率可以更一般地写为

$$W=|M|^2G^2 2\pi\cdot\frac{1}{4\pi^4}\int_0^{p_{\max}}F(Z,p)p^2(E_0-E)^2dp.$$

如果 p，E 都选用电子质量 m_e 为单位，$p=p'\cdot m_e$，$E=E'\cdot m_e$，则上式积分项变为

$$m_e^5\int_0^{p'_{\max}}F(Z\cdot p')(p')^2(E_0-E')^2dp', \qquad (8.13)$$

其中 F 为无量纲数，与 $p'_{\max}$ 及子核电荷 Z 值有关．则跃迁几率为

$$W=\frac{1}{2\pi^3}|M|^2G^2m_e^5f(p'_{\max},\ Z)\text{跃迁/秒}.$$

如果用 t 表示 β 衰变的半衰期，$W=(\ln 2)/t$，则

$$ft=\frac{K}{|M|^2}\qquad \text{其中 } K=\frac{2\pi^3\ln 2}{G^2m_e^5}. \qquad (8.14)$$

(8.14) 式的左端是直接测量的量 t 和 f，我们可得到右端未知量 $1/|M_{if}|^2$，它与原子核的结构有关．利用 (8.14) 式可以从受衰变能和 Z 影响的实验数据中提取有关 $|M_{if}|^2$ 的信息．实验得到不同原子核 β 衰变的 ft 值相差很大，$\lg_{10}ft$ 的数值由 3，4 到10，20 不等．$\lg_{10}ft$ 值在 3 到 6 之间的跃迁，称为允许跃迁．$\lg_{10}ft$ 值愈大，

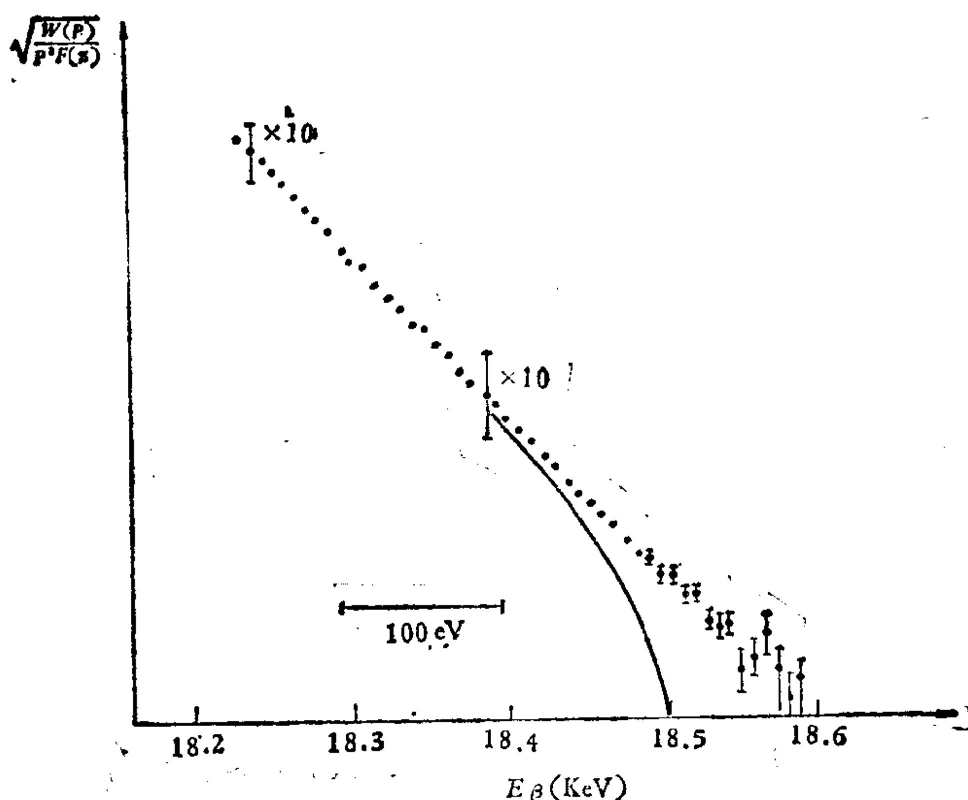


图 8.2 氚的β衰变居里描绘曲线．假设中微子有质量时，图内给出曲线尾点处（实线）变化情况

跃迁的禁戒程度愈高．允许跃迁的$|M|^2$值大，禁戒跃迁的$|M|^2$值小．不同的跃迁级次具有不同的选择定则，见表 8.1．

2. 允许跃迁的两种类型：费米型（F）和盖莫夫-泰勒型（G-T）允许跃迁．

在原子核物理中知道，β衰变中电子和中微子带走的轨道角动量为零（$l=0$）的跃迁是允许跃迁．可以证明，电子和中微子带走的轨道角动量愈大，则跃迁几率愈小，即禁戒程度愈高．由于电子和反中微子实际上是从一个点源发射的，没有相对轨道角动量（点源意味着$R/\lambda \ll 1$，R是核半径，λ是轻子的德布罗意波长）．电子和中微子都是自旋为 1/2 的粒子，在$l=0$的β衰变中电子和中微子的自旋可以平行（S = 1），也可以反平行（S = 0），这是两种类型的允许跃迁．

(i) 费米型允许跃迁的β衰变中，电子、中微子带走的总角动量为零（$l=0$，$S=0$）．

表 8.1 β 衰变跃迁级次分类

跃迁级次	选择定则 ΔI	$\Delta\pi$	$\lg_{10}ft$ 值
允许	0, ±1	+1	3–6
一级禁戒 唯一型一级禁戒	0, ±1 ±2	−1	6—9 8—10
二级禁戒 唯一型二级禁戒	±2 ±3	+1	10—13
三级禁戒 唯一型三级禁戒	±3 ±4	−1	15—18

费米假定这种允许跃迁的跃迁矩阵元中的哈密顿量 H_0 为常数 G_F，因而

$$\langle\psi_f|H_0|\psi_i\rangle = \langle\psi_f|G_F|\psi_i\rangle = G_F\int\psi_f\cdot\psi_i d\tau = G_F M_F. \quad (8.15)$$

对于这种哈密顿量，宇称守恒定律要求 ψ_f 和 ψ_i 宇称相同，$\pi_f = \pi_i$*)．总角动量守恒定律要求，ψ_f 和 ψ_i 的角动量相同，$\Delta J = 0$，例如，



$$O^{14} \rightarrow N^{14*} + e^+ + \nu_e. \quad (8.16)$$

这种衰变是始态原子核 $O^{14}(J^P = 0^+)$ 和末态原子核 $N^{14*}(J^P = 0^+)$ 之间的 $0^+ \rightarrow 0^+$ 跃迁．在这种跃迁中，只有费米型相互作用哈密顿量起作用，称为纯费米型允许跃迁．跃迁中原子核的自旋、宇称均不变，只有同位旋发生了变化 $(n \rightarrow p)$．

(ii) 盖莫夫-泰勒型允许跃迁 β 衰变中，电子和中微子带走的总角动量为 1 ($l = 0$, $S = 1$)．假定这种跃迁的哈密顿量形式为 $H_0 = G_{G-T}\boldsymbol{\sigma}$，这时的跃迁矩阵元为

$$\langle\psi_f|H_0|\psi_i\rangle = \langle\psi_f|G_{G-T}\boldsymbol{\sigma}|\psi_i\rangle = G_{G-T}\langle\psi_f|\boldsymbol{\sigma}|\psi_i\rangle = G_{G-T}M_{G-T}. \quad (8.17)$$

对于这种哈密顿量，宇称守恒定律要求，ψ_f 和 ψ_i 的宇称相同．总

*) 实际上，弱相互作用中，宇称并不守恒，因此，这里所假定的矩阵元还需要修改．

角动量守恒定律要求，ϕ_f 和 ϕ_i 的角动量变化为 $\Delta J = 0, \pm 1$（$0 \to 0$ 跃迁除外）。例如，

$$\mathrm{H^6e} \to \mathrm{L^6i} + e^- + \tilde{\nu}_e \tag{8.18}$$

这种衰变是始态 $\mathrm{H^6e}(J^p = 0^+)$ 和末态原子核 $\mathrm{L^6i}(J^p = 1^+)$ 之间的 $0^+ \to 1^+$ 跃迁。在这种衰变中，只有盖莫夫-泰勒型哈密顿量起作用，称为纯盖莫夫-泰勒型允许跃迁。

在某些允许跃迁中，两种类型的选择定则都被遵守（$\Delta J = 0$，非 $0 \to 0$ 跃迁，宇称不变）。这种允许跃迁，称为混合型允许跃迁。例如，

$$\mathrm{n} \to \mathrm{p} + e^- + \tilde{\nu}_e$$

是始态 $\mathrm{n}\left(J^p = \frac{1^+}{2}\right)$ 和末态 $\mathrm{p}\left(J^p = \frac{1^+}{2}\right)$ 之间 $\frac{1^+}{2} \to \frac{1^+}{2}$ 的混合型允许跃迁。跃迁中费米型及盖莫夫-泰勒型哈密顿量（8.15）（8.17）都起作用。

3. β 衰变弱作用常数的确定。

利用（8.14）式

$$ft = \frac{2\pi^3 \ln 2}{G^2 m_e^5 |M|^2}. \tag{8.19}$$

根据 β 衰变实验测得的 ft 值和理论上算出的 $|M|^2$ 值，可以算出 β 衰变弱作用常数 G 的数值。

考虑纯费米型 β 衰变 $\mathrm{O^{14}} \to \mathrm{N^{14*}} + e^+ + \nu_e$，实验测定 $ft = 3100 \pm 20\mathrm{s}$（是近期实验结果的平均值，加上一些校正），并假定 $|M|^2 = 1$。因 $\mathrm{O^{14}}$ 中有 8 个质子 6 个中子，$\mathrm{N^{14}}$ 中有 7 个质子，7 个中子，同位旋守恒理论认为它们的波函数 $\phi_{\mathrm{O^{14}}}$ 和 $\phi_{\mathrm{N^{14}}}$ 应基本相同。另一方面可以认为，$\mathrm{O^{14}}$ 的核结构是在 $\mathrm{C^{12}}$（6个质子，6 个中子）的质心外有两个质子，它们都可以进行衰变。因此相当于有两倍的 G_F 作用。将所有具体数值代入（8.14）式，可以算出：

$$G_F = (1.415 \pm 0.002) \times 10^{-49}\ \mathrm{erg \cdot cm^3}, \tag{8.20}$$

在自然单位制中，$G_F = \dfrac{10^{-5}}{M_p^2}$.

同样，根据纯盖莫夫-泰勒型跃迁实验数据，也应能算出 G_{G-T} 数值．但因有关矩阵元 $|M_{G-T}|^2$ 的数值不一定能够准确算出，所以常利用混合型跃迁，计算它们的比值．例如，利用混合型允许跃迁 $n \to p + e^- + \tilde{\nu}_e$，其衰变几率应正比于 $C_F^2 + 3C_{G-T}^2$．C_F 和 C_{G-T} 是费米型和盖莫夫-泰勒型哈密顿量的耦合系数．其因子 3 来自电子、中微子自旋之和 $(S = 1)$ 的三个分量．因此有

$$\frac{(ft)_{O^{14}}}{(ft)_{N^{14}}} = \frac{3100 \pm 20\text{ 秒}}{1080 \pm 16\text{ 秒}} = \frac{C_F^2 + 3C_{G-T}^2}{2C_F^2} \tag{8.21}$$

其中 C_F^2 的系数 2，来自 O^{14} 的 C^{12} 核心外有两个可能进行衰变的质子．由此算出

$$\lambda = \left|\frac{C_{G-T}}{C_F}\right| = 1.26 \pm 0.02, \tag{8.22}$$

即盖莫夫-泰勒型相互作用耦合系数，比费米型作用耦合系数稍大一些．注意，在这里两耦合系数的相对符号并没有确定，在极化中子衰变实验中才定出它为负号（见后面 (8.62) 式，$\lambda = -1.26 \pm 0.02$）．

8.1.3 弱相互作用类型及其选择定则

现在讨论粒子间一般的弱相互作用问题．从参与作用过程的粒子种类看，弱相互作用过程可以分成：纯轻子弱作用过程，半轻子弱作用过程和非轻子弱作用过程三类．每类过程各有其特殊的选择定则，相互作用的哈密顿量也各有不同．

1. 纯轻子弱作用过程

参与这种过程的全部粒子都是轻子．中微子只参与弱作用，带电轻子除参与弱作用外，还可参与电磁作用．下面举一些纯轻子弱过程的例子：

$$\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu, \tag{8.23}$$

$$\mu^- \to e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu, \tag{8.24}$$

$$\nu_\mu + e^- \rightleftharpoons \mu^- + \nu_e, \tag{8.25}$$

$$\tilde{\nu}_\mu + e^+ \rightleftharpoons \mu^+ + \tilde{\nu}_e, \tag{8.26}$$

$$\nu_\mu + e^- \rightleftharpoons \nu_\mu + e^- \tag{8.27}$$

$$\tilde{\nu}_\mu + e^- \rightleftharpoons \tilde{\nu}_\mu + e^-. \tag{8.28}$$

在这些过程中，初、末态 μ 轻子数和 e 轻子数分别守恒. 轻子不具有强子的奇异数和同位旋，因而纯轻子过程没有有关奇异数及同位旋的选择定则.

对纯轻子弱过程产物的能谱、角关联和极化以及衰变寿命等实验结果进行理论分析，我们知道这种过程的哈密顿量可以写成以下形式:

$$H_{纯轻} = \frac{G}{\sqrt{2}}[\phi_e \gamma_\mu (1+\gamma_5)\phi_{\nu_e}][\phi_{\nu_\mu}\gamma_\mu(1+\gamma_5)\phi_\mu]$$
$$+ h \cdot c\ (厄米共轭), \tag{8.29}$$

其中 G 处的 $\sqrt{2}$ 是为了符合弱作用常数 G 的一般定义写入的.

$$\gamma_5 = \gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \tag{8.30}$$

(8.29) 式的前一项描述 $\mu^- \to e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu$ 过程，厄米共轭项描述 $\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$ 过程. 若以 l 标记各种味道的轻子 e，μ 或 τ，称

$$j_\mu = i\phi_l \gamma_\mu (1+\gamma_5)\phi_l \tag{8.31}$$

为轻子弱流. 因此 $H_{纯轻}$属于“轻子弱流”与“轻子弱流”的“流-流”耦合. 请注意，这里的“流”意指(例如)消灭中微子 ν_l(或产生 $\tilde{\nu}_l$)产生带电轻子 l^- (或消灭 l^+) 的过程. 在这里对于任何不为零的矩阵元⟨终$|j_\mu|$始⟩，同一种味道的轻子，必然有电荷变化，$\Delta Q = Q_{终} - Q_{始} = -1$，所以，$j_\mu$ 被称为轻子带电弱流. 实际上，(8.29) $H_{纯轻}$ 表示式中还应包括 $\Delta Q = 0$ 的轻子中性弱流项 $\frac{G}{\sqrt{2}} j_\mu^0 j_\mu^0$，在

欧洲（CERN）及美国（FNAL）等高能实验中心的中微子束流上的实验中，已经发现存在下列反应：

$$\nu_\mu + e^- \rightleftarrows e^- + \nu_\mu, \tag{8.32}$$

$$\tilde{\nu}_\mu + e^- \rightleftarrows e^- + \tilde{\nu}_\mu, \tag{8.33}$$

其截面与带电弱流事件（8.23）⟶（8.24）等数量级相同．由于 μ 或 e 轻子数是分别守恒的，（8.32）（8.33）过程不可能通过带电弱流实现．因而必须认为有中性弱流存在．这些问题以后再仔细介绍．

2．半轻子弱作用过程

包括强子和轻子一起参加的弱过程，称为半轻子弱过程．例如，以下强子弱衰变过程都属于半轻子弱作用过程：

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu,\ \pi^- \to \mu^- + \tilde{\nu}_\mu, \tag{8.34}$$

$$\pi^+ \to e^+ + \nu_e,\ \pi^- \to e^- + \tilde{\nu}_e, \tag{8.35}$$

$$n \to \mathrm{p} + e^- + \tilde{\nu}_e, \tag{8.36}$$

$$\Sigma^- \to \Lambda + e^- + \tilde{\nu}_e. \tag{8.37}$$

在这些弱作用过程中，奇异数都不发生变化 $\Delta S = 0$．而另外一些半轻子弱过程则伴随着奇异数的变化，而且都有 $|\Delta S| = 1$ 的关系．例如，

$$K^+ \to \pi^0 + e^+ + \nu_e,\ K^- \to \pi^0 + e^- + \tilde{\nu}_e, \tag{8.38}$$

$$K^+ \to \pi^0 + \mu^+ + \nu_\mu,\ K^- \to \pi^0 + \mu^- + \tilde{\nu}_\mu, \tag{8.39}$$

$$K^0 \to \pi^- + e^+ + \nu_e,\ \overline{K}^0 \to \pi^+ + e^- + \tilde{\nu}_e, \tag{8.40}$$

$$\Lambda \to \mathrm{p} + e^- + \tilde{\nu}_e,\ \Sigma^- \to \mathrm{n} + e^- + \tilde{\nu}_e. \tag{8.41}$$

对于这类奇异数变化的弱过程，同时还存在 $\Delta S = \Delta Q$ 的规律性，这里的 Q 是指强子电荷，即过程前后强子奇异数的变化和其电荷的变化相同．实验上，几乎没有看到过 $\Delta S = -\Delta Q$ 的过程．例如，下列过程：

$$\Sigma^+ \to \mathrm{n} + e^+ + \nu_e,\ \Xi^0 \to \Sigma^- + e^+ + \nu_e, \tag{8.42}$$

分支比都很小，是禁戒的．存在这种选择定则的原因可以由强子的层子模型来解释．

(i) $\Delta S = 0$ 的半轻子弱过程

这种弱过程，可以用中子 β 衰变 $n \to p + e^- + \tilde{\nu}_e$ 来代表.另外一些过程和它也有联系，例如 $\pi \to e + \nu_e$ 可以看成两个步骤：π 介子通过强作用先转化为 $\bar{p}n$，然后再进行弱作用衰变，其费曼图如图 8.3 所示.

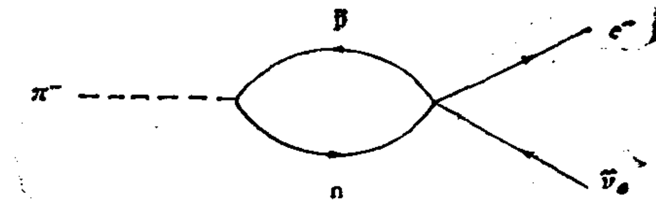


图 8.3 $\pi^- \to e^- + \tilde{\nu}_e$过程的费曼图

在 $\Delta S = 0$ 这类过程中进行同位旋分析，总结出一条规律：弱作用过程中同位旋 I 及其第三分量 I_3 都是不守恒的，但当符合 $|\Delta I| = |\Delta I_3| = 1$ 的条件时，弱过程的跃迁几率相对较大，我们认为这种情况是属于允许跃迁的. 例如，

$$n \to p + e^- + \tilde{\nu}_e,\ \Delta I_3 = 1, |\Delta I| = 1;$$

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu,\ \Delta I_3 = -1, |\Delta I| = 1;$$

$$\pi^+ \to \pi^0 + e^- + \tilde{\nu}_e, \Delta I_3 = -1, |\Delta I| = 1, 2.$$

在最后一个过程中，按一般同位旋相加规则，允许有 $\Delta I = 2$ 的情况，但实验测量表明，这种情况即使存在，几率也是很小的.

总结起来，这类半轻子过程具有的选择定则是

$$\left.\begin{aligned} \Delta S &= 0 \\ |\Delta I| &= 1 \\ \Delta I_3 &= \pm 1 \end{aligned}\right\}. \qquad (8.43)$$

从层子模型看，这种衰变是强子中的一个 d 层子衰变成为一个 u 层子和一个中间玻色子 W^-，然后 W^- 又衰变成 e^- 和 $\tilde{\nu}_e$，即

$$d \to u + W^-$$
$$\quad\quad\quad\quad \hookrightarrow e^- + \tilde{\nu}_e.$$

在这种过程中，存在 8.43 式的选择定则是很容易理解的，这时强子中的其余层子，作为“旁观者”，不参与衰变过程，例如，中子衰变 $n \to pe^-\tilde{\nu}_e$ 实际上是

$$d(du) \to ue^-\nu_e(du),$$

其中 (du) 作为"旁观"层子,未参与衰变过程. π^- 介子衰变 $(\pi^- \to \mu^-\tilde{\nu}_\mu)$ 实际上是

$$d(\bar{u}) \to u\mu^-\tilde{\nu}_\mu(\bar{u}) \to \mu^-\tilde{\nu}_\mu.$$

对实验结果的理论分析表明，这类 $\Delta S = 0$ 的半轻子过程的哈密顿量可以写成强子弱流 J^0_μ 和轻子弱流耦合作用的结果.对中子的 β 衰变,有

$$H_{半轻} = \frac{G}{\sqrt{2}}[\bar{\psi}_p\gamma_\mu(1+\gamma_5)\psi_n][\psi_e\gamma_\mu(1+\gamma_5)\psi_{\nu_e}], \quad (8.44)$$

其中第一个大括号表示 $\Delta S = 0$ 过程的强子弱流,记为

$$J^{\Delta S=0}_\mu = i\bar{\psi}_p\gamma_\mu(1+\gamma_5)\psi_n. \quad (8.45)$$

根据 (8.43) 式选择定则看，J^0_μ 必须具有 $|\Delta I| = 1$ 的同位旋结构，即 $J^{\Delta S=0}_\mu$ 必须象同位旋矢量算符一样变换. 从中子的 β 衰变中强子电荷的变化看，J^0_μ 属于带电流.

(ii) $\Delta S = \pm 1$ 的强子半轻子衰变弱过程

这种过程可以 $\Lambda \to p + e^- + \tilde{\nu}_e$ 为代表. 其它一些过程,如 $K^- \to e^- + \tilde{\nu}_e$ 过程的费曼图可画成图 8.4 的形式.

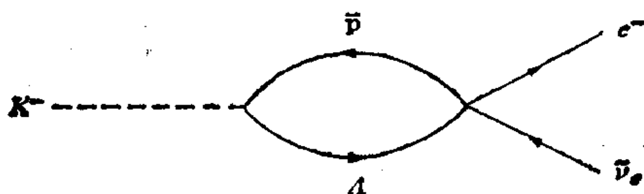


图 8.4 $K^- \to e^- + \tilde{\nu}_e$ 过程的费曼图

对 $\Delta S = \pm 1$ 过程的同位旋分析，总结出另一条规律：在这种弱作用过程中，同位旋 I 及其第三分量 I_3 也是不守恒的. 但当符合 $|\Delta I| = |\Delta I_3| = \frac{1}{2}$ 的条件时，弱过程的跃迁几率相对较大，例如

$$\Lambda \to p + e^- + \tilde{\nu}_e, \ \Delta I_3 = +\frac{1}{2}, \ |\Delta I| = \frac{1}{2};$$

$$K^+ \to \mu^+ + \nu_\mu,\ \Delta I_3 = -\frac{1}{2},\ |\Delta I| = \frac{1}{2};$$

$$K^- \to \mu^- + \tilde{\nu}_\mu,\ \Delta I_3 = +\frac{1}{2},\ |\Delta I| = \frac{1}{2};$$

$$K^+ \to \pi^0 + \mu^+ + \nu_\mu,\ \Delta I_3 = -\frac{1}{2},\ |\Delta I| = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}.$$

后一过程，按照一般的同位旋相加规则，ΔI 可为 $\frac{1}{2}$，也可为 $\frac{3}{2}$。但实验证明，$\Delta I = \pm\frac{3}{2}$ 的跃迁实际上并不存在，只有 $\Delta I = \pm\frac{1}{2}$ 的过程是允许的.

这类奇异数变化（$\Delta S = \pm 1$）的半轻子过程，其选择定则是

$$\left.\begin{aligned} \Delta S &= \Delta Q = \pm 1 \\ |\Delta I| &= \frac{1}{2} \\ \Delta I_3 &= \pm\frac{1}{2} \end{aligned}\right\}. \tag{8.46}$$

从层子模型看，这种衰变是强子中的一个 s 层子衰变成 u 层子和 W^-，即

$$s \to u + W^-$$
$$\quad\quad\quad \hookrightarrow e^-\tilde{\nu}_e.$$

表 8.2 简明地解释了这种半轻子过程选择定则的由来．由“旁观者”模型看，这种衰变，例如 Λ 衰变（$\Lambda \to pe^-\tilde{\nu}_e$）实际上是

$$s(ud) \to ue^-\tilde{\nu}_e(ud) \to \mathrm{p}e^-\tilde{\nu}_e.$$

同样 K^+ 衰变（$K^+ \to \mu^+\nu_\mu$）实际上是

$$\bar{s}(u) \to \bar{u}\mu^+\nu_\mu(u) \to \mu^+\nu_\mu.$$

另一类例子是粲粒子衰变，如同 D^+ 介子的衰变（$D^+ \to \bar{K}^0e^+\nu_e$），实际上是粲层子衰变成 s 层子和 W^+:

$$c(\bar{d}) \to se^+\nu_e(\bar{d}) \to \bar{K}^0e^+\nu_e.$$

在这类衰变中，除了存在 $|\Delta S| = 1$ 的选择定则外，还存在着 $|\Delta C| = 1$ 的选则定则。

表 8.2　s 层子弱衰变成 u 层子时量子数的变化

	s 层子	u 层子	$s \to u + l + \bar{\nu}_l$
奇异量子数（S）	-1	0	$\Delta S = 1$
电荷（Q）	$-1/3$	$2/3$	$\Delta Q = 1$
同位旋（I）	0	$1/2$	$\lvert\Delta I\rvert = \frac{1}{2}$

根据实验结果和理论分析，这类 $\Delta S = \pm 1$ 的半轻子过程的哈密顿量可以写成强子弱流 J^1_μ 和轻子弱流的耦合结果．例如，对衰变 $\Lambda \to p + e^- + \bar{\nu}_e$，有

$$H_{半轻} = \frac{G'}{\sqrt{2}}[\bar{\psi}_p\gamma_\mu(1+\gamma_5)\psi_\Lambda]\cdot[\bar{\psi}_e\gamma_\mu(1+\gamma_5)\psi_{\nu_e}], \quad (8.47)$$

其中第一个大括号中是强子弱流 J^1_μ：

$$J_\mu^{\Delta S=1} = i\bar{\psi}_p\gamma_\mu(1+\gamma_5)\psi_\Lambda. \quad (8.48)$$

根据同位旋选择定则(8.46)式，$J_\mu^{\Delta S=1}$ 必须有 $\lvert\Delta I\rvert = \frac{1}{2}$ 的同位旋结构，即 J^1_μ 必须象同位旋旋量算符一样变换．

半轻子弱过程实际上是轻子、层子之间的弱作用过程．因而也许将其哈密顿量 $H_{半轻}$，写成 $H_{轻\cdot层}$ 更恰当一些．

3. 非轻子弱作用过程

参与这类过程的粒子都是强子，但相互作用是弱作用．例如，奇异粒子衰变多属这类过程．因为在衰变中奇异数不守恒，不能进行强作用衰变，只能靠弱作用进行衰变．实际上这种过程属于层子与层子之间的弱相互作用过程．也许将其哈密顿量 $H_{非轻}$ 写为 $H_{纯层子}$ 更为恰当．

超子衰变主要通过这类过程进行，K 介子衰变时，这类过程占很大比例．例如，

	分支比%
$K^\pm \to \pi^\pm\pi^0$	21.16 ± 0.15
$K^\pm \to \pi^\pm\pi^-\pi^+$	5.59 ± 0.03
$\to \pi^\pm\pi^0\pi^0$	1.73 ± 0.05

$K_s^0 \to \pi^+\pi^-$	68.61 ± 0.24
$\to \pi^0\pi^0$	31.39 ± 0.24
$K_L^0 \to \pi^0\pi^0\pi^0$	21.5 ± 1.0
$\to \pi^+\pi^-\pi^0$	12.39 ± 0.20
$\Lambda \to p\pi^-$	64.2 ± 0.5
$\to n\pi^0$	35.8 ± 0.5
$\Sigma^+ \to p\pi^0$	51.64 ± 0.30
$\to n\pi^+$	48.36 ± 0.30
$\Sigma^- \to n\pi^-$	100
$\Xi^0 \to \Lambda\pi^0$	100
$\Xi^- \to \Lambda\pi^-$	100
$\Omega^- \to \Lambda K^-$	68.6 ± 1.3
$\to \Xi^0\pi^-$	23.4 ± 1.3
$\to \Xi^-\pi^0$	8.0 ± 0.8

分析这些过程，可以归纳出非轻子弱作用过程的选择定则:

$$\left.\begin{aligned} |\Delta S| &= 1 \\ |\Delta I| &= \frac{1}{2} \\ \Delta I_3 &= \pm\frac{1}{2} \end{aligned}\right\}. \tag{8.49}$$

例如,对于 Λ 超子的非轻子衰变:

$$\begin{aligned} \Lambda &\to p + \pi^- \\ &\to n + \pi^0, \end{aligned}$$

Λ 的同位旋为零. $(p\pi^-)$ 和 $(n\pi^0)$ 的 $I_3 = -\frac{1}{2}$，同位旋 I 应可为 $\frac{1}{2}$ 或 $\frac{3}{2}$. 在假设末态 $I = \frac{1}{2}$ 时，通过查克列不希-高登系数表，可写出 $(p\pi^-)$ 和 $(n\pi^0)$ 等 $I = \frac{1}{2}$ 态的同位旋波函数,并可算出其跃迁几率比:

$$\frac{\Lambda \to n\pi^0}{(\Lambda \to n\pi^0) + (\Lambda \to p\pi^-)} = \frac{1}{3}.$$

如果将相空间因子计入，算出的这一比率为 0.345，和实验测出的结果 0.36 ± 0.02 符合得很好．而在假定末态 $I=\frac{3}{2}$ 时，算出的比率为 $\frac{2}{3}$，和实验结果差别很大．说明 Λ 超子衰变中，只有 $\Delta I=\pm\frac{1}{2}$ 的跃迁；$\Delta I=\pm\frac{3}{2}$ 的跃迁如果有，也非常少．

另外 K 介子衰变成两个 π 介子的过程的衰变率可分别为

$$K^0 \to \pi^+\pi^- \qquad 7.7\times 10^9/\text{s}, \tag{8.50}$$

$$K^+ \to \pi^+\pi^0 \qquad 1.74\times 10^7/\text{s}, \tag{8.51}$$

两者相差约 400 倍，也可以用 $\Delta I=\pm\frac{1}{2}$ 选择定则说明．以上两式末态均为两个玻色子，总波函数应该是对称的．因 K 介子自旋为零，末态空间波函数应该是对称的，所以要求末态同位旋部分波函数也是对称的（$I=0$ 或 2）．对于 $(\pi^+、\pi^-)$ 态，$I_3=0$，因此 $I=0$ 的同位旋态是允许的．而 $(\pi^+\pi^0)$ 态的 $I_3=1$，因此不允许有 $I=0$ 的态，只能是 $I=2$，因而 $K^0\to\pi^+\pi^-$ 过程的 $\Delta I=\frac{1}{2}$，而 $K^+\to\pi^+\pi^0$ 过程的 $\Delta I=\frac{3}{2}$ 或 $\Delta I=\frac{5}{2}$．因此可以利用 $\Delta I=\frac{1}{2}$ 的选择定则来解释 $K^0\to\pi^+\pi^-$ 衰变几率比 $K^+\to\pi^+\pi^0$ 约大 400 倍的问题．

§ 8.2 弱相互作用强度的唯象理论

上一节介绍的费米 β 衰变理论是低速运动的四个费米子点相互作用理论，也是弱相互作用唯象理论的初级阶段．对于自旋为 $\frac{1}{2}$ 的高速粒子，需要用相对论性量子力学-狄拉克方程描述．

费米理论（8.5 式）中弱作用跃迁矩阵元 M 的具体形式是类比电磁作用矩阵元得到的．例如，电子和质子的电磁散射

$$e^- + p \to p + e^- \tag{8.52}$$

过程，在量子电动力学中，用流-流相互作用描写．通过单光子交

换过程（图 8.15（c））的这种流-流相互作用矩阵元为

$$M \propto \frac{e^2}{q^2} J_{强子}^{em} J_{轻子}^{em}, \tag{8.53}$$

其中 q 为动量转移.

狄拉克理论中，相对论性费米子用 4 分量（旋量）波函数描写，4×4 矩阵算符 O 作用在 4 分量波函数上. 电磁流中包括矢量算符 $O_{em}=\gamma_4\gamma_\mu$（其中 $\mu=1,2,3,4$ 代表时空分量）. 轻子和强子电磁流的形式具体为

$$\left.\begin{aligned} J_{轻子} &= \phi_l^*\gamma_4\gamma_\mu\phi_l \equiv \bar{\phi}_l\gamma_\mu\phi_l \\ J_{强子} &= \bar{\phi}_N\gamma_\mu\phi_N \end{aligned}\right\}. \tag{8.54}$$

其中 $\bar{\phi}=\phi^*\gamma_4$.

将中子衰变的弱作用过程 $n\to p+e^-+\bar{\nu}_e$，写成另一相当形式

$$\nu_e+n\to p+e^-.$$

费米假定，这种弱作用过程的跃迁矩阵元可以写成

$$M=\frac{G}{\sqrt{2}}J_{强子}^{弱}J_{轻子}^{弱}=\frac{G}{\sqrt{2}}(\bar{\phi}_pO\phi_n)(\bar{\phi}_eO\phi_{\nu_e}). \tag{8.55}$$

费米认为，和电磁流相似，这里的算符 O 也是矢量算符（当时，尚未发现弱作用中存在宇称不守恒的现象），其中，第一个括号内为强子流，第二个括号内为轻子流，即弱作用和电磁作用同为流-流相互作用，其主要差别是：作用常数不同（G 或 e^2）；力程不同（点作用或长程力），对波函数积分的区域不同. 弱流作用于一点，因而(8.55)式中没有 $\frac{1}{q^2}$ 因子.

上一节介绍了费米 β 衰变理论，该理论可以解释原子核 β 衰变等低能过程的跃迁几率和 β 能谱分布现象，但却未能解释弱作用中宇称不守恒和极化角关联等问题. 下面将介绍在处理高速粒子运动的量子场论中，如何分析弱作用哈密顿量的可能形式，如何解决 β 衰变中轻子的极化角关联和宇称不守恒等问题.

8.2.1 五种可能的弱作用形式

在量子场论中，四个费米子之间弱相互作用过程 $A+B \to C+D$ 的矩阵元,仍可写成下列基本形式

$$M \propto \psi_C^* \psi_D^* \psi_A \psi_B, \tag{8.56}$$

其中每个波函数,都是具有四个分量的旋量波函数. 其意义为

ψ_A: 表示 A 粒子的消失，或反 A 粒子的产生，

ψ_B: 表示 B 粒子的消失，或反 B 粒子的产生，

ψ_C^*: 表示 C 粒子的产生，或反 C 粒子的消失，

ψ_D^*: 表示 D 粒子的产生，或反 D 粒子的消失.

考虑到每个波函数有四个分量,相互作用矩阵元应写成

$$M = 常数 \cdot \sum_{ijkl} g_{ijkl} \psi_{Ci}^* \psi_{Dj}^* \psi_{Ak} \psi_{Bl}, \tag{8.57}$$

其中 i、j、k、l 为旋量指标.因此弱相互作用哈密顿量中应有 4^4(= 256) 个可能形式的 g_{ijkl}. 在要求弱作用规律具有洛伦兹不变性时,这些可能形式的数目将大大减少. 理论上可以证明,利用狄拉克矩阵 γ 和旋量 $\bar{\psi}$ 和 ψ(不包括它们的导数)，只可能组成五种基本的,遵守洛伦兹不变性的相互作用形式:

名称	数学表示	分量数目
标量 S	$\bar{\psi}\psi(=\psi^*\gamma_4\psi)$	1
四矢量 V	$\bar{\psi}\gamma_\mu\psi$	4
张量 T	$i\bar{\psi}\gamma_\mu\gamma_\nu\psi$	6
赝四矢量 A	$i\bar{\psi}\gamma_5\gamma_\mu\psi$	4
赝标量 P	$\bar{\psi}\gamma_5\psi$	1

它们的名称和其弱流在空间反演中的变换性质有关. 例如，$\psi(\mathbf{r}, t)$ 的空间反演是 $\psi(-\mathbf{r}, t)$. 附录 B 中提到，$\psi(-\mathbf{r}, t)$ 不遵守狄拉克方程,但 $\gamma_4\psi(-\mathbf{r}, t)$ 或 $\bar{\psi}(-\mathbf{r}, t)\gamma_4$ 则遵守狄拉克方程. 在空间反演时，

$$\bar{\psi}\psi \xrightarrow{P} \bar{\psi}\gamma_4^2\psi = \bar{\psi}\psi,$$

即 $\bar{\psi}\psi$ 在空间反演时不变号，是标量. 对于 $\bar{\psi}\gamma_5\psi$，在空间反演时

有

$$\bar{\psi}\gamma_5\psi \xrightarrow{\text{P}} \bar{\psi}\gamma_4\gamma_5\gamma_4\psi = -\bar{\psi}\gamma_5\psi,$$

即空间反演时变号，所以 $\bar{\psi}\gamma_5\psi$ 是赝标量. 用相似方法可以证明，$\bar{\psi}\gamma_\mu\psi$ 和 $i\bar{\psi}\gamma_5\gamma_\mu\psi$ 在空间转动中都是四维矢量，但在空间反演中，前者变号，即 $\bar{\psi}\gamma_\mu\psi$ 为矢量；后者不变号，即 $i\bar{\psi}\gamma_5\gamma_\mu\psi$ 为赝矢量.

8.2.2 *V*-*A* 理论

上述弱相互作用哈密顿量五种可能形式中，在实际中哪些是存在的呢？这要根据实验结果和理论分析来判断. 如果五种相互作用形式都存在于弱作用哈密顿量中，则各自应有相应的强度，由系数 C_i 反映：

$$H = \sum_{i=1}^{5} C_i H_i = C_S H_S + C_V H_V + C_T H_T + C_A H_A + C_P H_P, \tag{8.58}$$

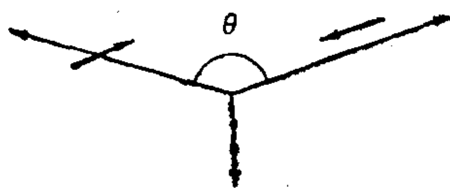
其中赝标量 H_P 一项在 β 衰变等低能弱作用现象中不重要，因为它与旋量分量的耦合正比于粒子速度，故在 $|M|^2$ 中引入一个 v^2/c^2 因子. β 衰变中，核子在原子核内的速度 $v/c \sim 10^{-3}$，即 $v^2/c^2 \sim 10^{-6}$，故 H_P 一项可以忽略.

可以证明，其余四种作用形式中，S 和 V 作用可以产生费米型跃迁，T 和 A 作用可以产生盖莫夫-泰勒型跃迁. 另外根据实验和理论分析，四种作用强度相应的系数 C_i 之间，有以下关系式：

$$C_S C_V = C_T C_A = 0,$$

即在 C_S 和 C_V 中有一个是零，C_T 和 C_A 中有一个是零. 哪两个系数不为零呢？可以用 β 衰变中的 $e^- - \bar{\nu}_e$ 角关联实验结果进行判断. 因为不同形式的相互作用（不同的算符 O_i）可以预言 β 衰变中有不同的轻子角关联，如图 8.5 所示. 不同形式的相互作用，给出不同的角关联系数为

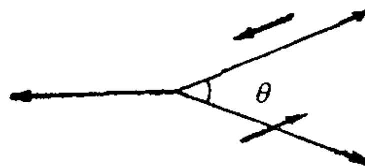
$$\alpha_S = -1, \quad \alpha_V = +1, \quad \alpha_A = -\frac{1}{3}, \quad \alpha_T = +\frac{1}{3}$$



标量相互作用

$I(\theta) = 1 - \frac{v}{c}\cos\theta$

轻子螺旋性相同

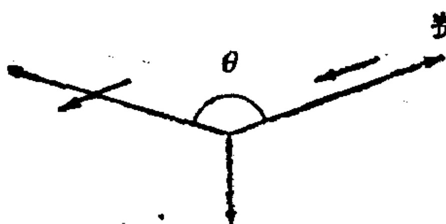


矢量相互作用

$I(\theta) = 1 + \frac{v}{c}\cos\theta$

轻子螺旋性相反

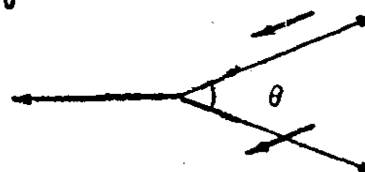
费米型跃迁，$\Delta J = 0$



轴矢量相互作用

$I(\theta) = 1 - \frac{1}{3}\left(\frac{v}{c}\right)\cos\theta$

轻子螺旋性相反



张量相互作用

$I(\theta) = 1 + \frac{1}{3}\left(\frac{v}{c}\right)\cos\theta$

轻子螺旋性相同

盖莫夫—泰勒型跃迁，$\Delta J = 1$

图 8.5 不同形式的相互作用预言 β 衰变中轻子间有不同的角关联．粗箭头表示轻子自旋方向．假定中微子总是左旋的，根据角动量守恒可以得到这些结果．图中 v 为电子速度

从图 8.5 可以看到，费米型跃迁中轻子的总角动量为零．标量相互作用 (S) 产生的轻子螺旋性相同；矢量相互作用 (V) 产生的轻子螺旋性相反．在盖莫夫-泰勒型跃迁中，轻子总角动量 $\mathrm{J} = 1$．T 或 A 型相互作用，分别产生相同或相反螺旋性的轻子．轻子极化实验的结果指出，只有 V 和 A 相互作用的理论预言能够符合实际上观测到的角关联情况． 研究费米型和盖莫夫-泰勒型跃迁的核反冲动量谱的形状，也可以得到类似的结论．在 A 及 T 相互作用中的因子 $\frac{1}{3}$，来自轻子总角动量 ($\mathrm{J} = 1$) 在空间中三个可能取向对角关联的影响．因此对于中子 β 衰变等类型过程的跃迁矩阵元，(8.57) 式可以简化成只包括 V 和 A 两种作用有关的项:

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} \sum_{i=V,A} C_i(\bar{\psi}_p O_i \psi_n)(\bar{\psi}_e O_i \psi_{\nu_e}), \qquad (8.59)$$

即只有V和A两种相互作用在实际中存在．以后的实验定出了系数，C_V为正，C_A为负．所以常将这种弱相互作用形式称为V-A型相互作用．对于纯费米相互作用，$C_A=0$．

1956年，在实验上发现了宇称不守恒(将在下节仔细介绍)现象后，(8.59)式必须做些调整．在(8.59)式中矩阵元M为标量，宇称确定．在描写宇称不守恒现象时，矩阵元M中必须包括宇称为$+1$和-1两部分，即M不具有确定的宇称．这种情况，在矩阵元的表示上，可以用在(8.59)式的一个括号(例如轻子括号)中，用增加γ_5一项的办法来反映，如

$$M=\frac{G}{\sqrt{2}}\sum_{i=V,A}(\bar{\Phi}_{\mathrm{p}}O_i\phi_{\mathrm{n}})[\bar{\Phi}_eO_i(C_i+C_i'\gamma_5)\phi_{\nu_e}], \quad (8.60)$$

其中C_i、C_i'为常数，$\gamma_5=\gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4$．

β衰变中CP守恒，意味着时间反演T守恒．可以证明，这时要求系数C_i和C_i'是实数．实验测量指出中微子是完全极化的，其螺旋性$h=-1$(参看§8.3节)．这时要求$C_i'=C_i$，即(8.60)式中标量和赝标量两项大小相同，称为宇称最大破坏原理．因此(8.60)式中，系数C_i可以提出，剩下$(1+\gamma_5)$一项．此时弱作用矩阵元为

$$M=\frac{G}{\sqrt{2}}\sum_{i=V,A}C_i(\bar{\Phi}_{\mathrm{p}}O_i\phi_{\mathrm{n}})[\bar{\Phi}_eO_i(1+\gamma_5)\phi_{\nu_e}], \quad (8.61)$$

其中$(1+\gamma_5)$算符作用到波函数上时，可以投影出左旋中微子和右旋反中微子．这种形式的弱相互作用理论，在§8.3.4节中将作进一步介绍．

现在我们来确定C_A/C_V的大小和符号．通过极化中子衰变角关联的测量，可以测定这一比值(在非极化中子衰变中，V-A干涉项已在对初态中子自旋求和中消除掉了)．在Chark River (1958)，Argonne实验室(1960，1959)及莫斯科(1968)等处进行了一系列的极化中子衰变实验，这些实验的基本原理是：利用极化中子束流，对中子衰变出来的质子和电子作符合测量，将所测

结果和理论上算出的中子β衰变计数率一般关系式* 比较，确定C_A/C_V 值．极化中子衰变角关联实验定出的结果是

$$C_A/C_V = -1.26 \pm 0.02. \tag{8.62}$$

这和用O^{14}核及中子衰变 ft 值测量定出的结果 (8.22) 式在数值上是符合的,而且确定了其符号为负.

如果令 $C_A = -\lambda C_V$，β 衰变相互作用矩阵元 (8.61) 式可以改写成

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} C_V[\bar{\psi}_p O_V(1 + \lambda\gamma_5)\psi_n]\,[\bar{\psi}_e O_V(1 + \gamma_5)\psi_{\nu_e}], \tag{8.63}$$

其中 $O_V = \gamma_\mu$． 由此可见，假想 $\lambda = 1$ (纯 V-A 理论)时，则轻子括号和核子括号中的算符就都一样了．可以证明，那时β衰变中所有费米子都将有螺旋性 $h = -v/c$，所有反费米子都将有螺旋性 $h = +v/c$，其中v为费米子速度．这种情况和费米原先假设的纯矢量作用 (8.55) 式有些差别，但不大．只是在每个括号中多了一项 $(1 + \gamma_5)$．

最后我们将由狄拉克方程到 V-A 理论 (1958 年由费曼 (Feynman)，盖尔曼 (Gell-Mann)，马夏克 (Marshak) 及苏达山 (Sudarshan) 等人提出的)的推论步骤作一小结：

狄拉克方程是相对论性的费米子运动方程，对解决β衰变等弱作用问题应该是适用的．符合狄拉克方程要求的波函数应该是四分量(旋量)波函数,分别描写具有两个可能螺旋态的正、反费米子的四个状态．不同状态之间粒子相互作用在原则上有多种可能的具体形式,但在提出弱作用规律应满足洛伦兹不变性要求后,可能的弱作用形式只有 S，V，T，A，P 五种，各以其相对强度 (C_i) 存在于弱作用哈密顿量之中．在粒子的速度不很高时，赝标量作用 P 可以忽略．通过测量β衰变中的轻子角关联等实验可以确定，只有V和A两种作用是弱作用中实际存在的．进一步进行原子核及中子β衰变 ft 值及极化中子衰变角关联等实验，定出了这

---

* 详细情况可参阅 E. Konopinski, *Ann. Rev. Nucl. Science* **9**, 99 (1959).

两种作用的相对强度和符号为

$$C_A = -(1.26 \pm 0.02) C_V.$$

我们结合 β 衰变的实验和理论分析引入的 V-A 理论，在弱作用中是有普遍意义的，下面我们将用以解决 π 子，μ 子衰变等问题.

8.2.3 π 介子衰变

通过下面的例子，可以对弱作用 V-A 理论和实验结果进行比较.

1. 1957 年测量 π 介子和 μ 子衰变时，首次观察到轻子螺旋性的现象. 这两种粒子的衰变方式为

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu, \tag{8.64}$$

$$\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu. \tag{8.65}$$

π 介子自旋为零，衰变出的中微子和 μ 子自旋一定是反平行的，如图 (8.6). 如果和 β 衰变一样，ν_μ 中微子的螺旋性为 $h = -1$，则角动量守恒要求 μ^+ 一定也具有负的螺旋性.

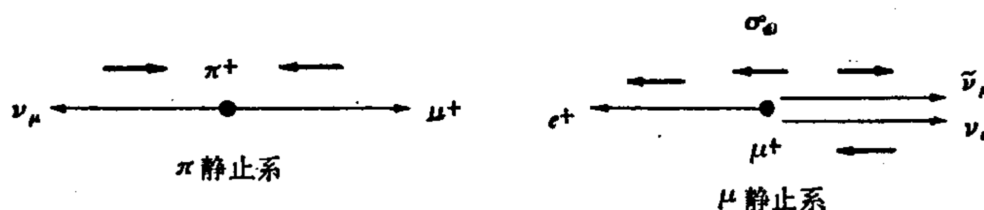


图 8.6 π 介子和 μ 子衰变中的极化

实验中，π^+ 介子是在飞行中衰变的，选择朝前衰变的 μ^+ 子，其螺旋性为负. 这种 μ^+ 子保持原极化方向，停止在碳吸收体内，然后再进行 (8.65) 式衰变. 相对于 μ^+ 原运动方向观测 e^+ 角分布，得到的结果是

$$\frac{dN}{d\Omega} = 1 - \frac{\alpha}{3} \cos\theta, \tag{8.66}$$

其中 θ 是 μ^+ 原来动量 p_μ 和正电子动量 p_e 之间的夹角. 在实验误差范围内 $\alpha = 1$. μ^+ 和 μ^- 实验结果相同，α 都是 1. 同时还测出了正电子和电子的螺旋性分别为 $+v/c$ 和 $-v/c$. 按照 V-A 理论计算出的轻子角关联，和 (8.66)式结果完全一样，理论预计的

电子和正电子螺旋性也和这一实验结果一致.

2. $\pi \to \mu + \nu_\mu$ 及 $\pi \to e + \nu_e$ 两种衰变方式的分支比.

分析 π 介子衰变分支比

$$B = \frac{\pi \to e\nu_e}{\pi \to \mu\nu_\mu}, \tag{8.67}$$

也可以检验 $V-A$ 理论. 根据层子模型, 我们认为 $\pi^+(u\bar{d})$ 介子的衰变实际上是层子的转化,如图 8.7 所示.

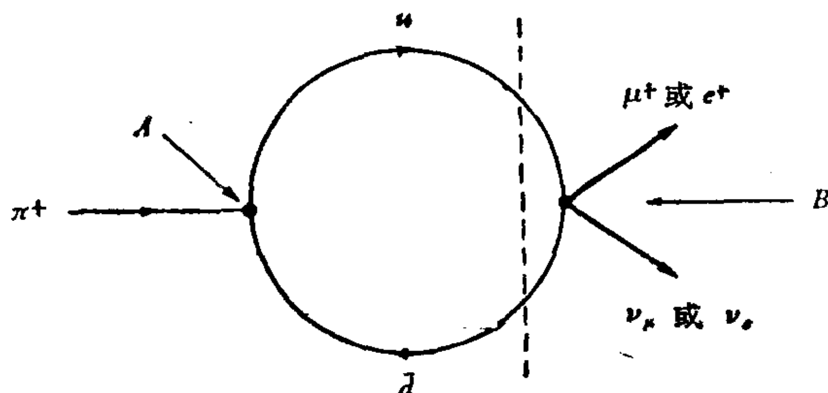


图 8.7 π 介子衰变费曼图

$$\pi^+ \to u\bar{d} \to e^+\nu_e, \tag{8.68}$$

可以将此过程归结为

$$u \to d e^+\nu_e. \tag{8.69}$$

这一过程和质子 β 衰变过程类似:

$$\mathrm{p} \to \mathrm{n}e^+\nu_e, \quad \Delta \mathbf{J} = 0, \text{ 宇称改变}$$

在 β 衰变中, 这种过程属于禁戒过程, 末态核子轨道角动量 $l = 1$, 自旋翻转, 总角动量不变. 这种过程只能是由矢量 (A), 或赝标量 (P) 耦合引起的. 原子核 β 衰变过程能量很低, 未发现有 P 耦合存在. 但在 π 衰变中,能量转化较多,并不排除 P 耦合存在. 由图 (8.5) 可见, A 耦合倾向于产生相反螺旋性的轻子对, P 耦合则倾向于产生相同螺旋性的轻子对. 另一方面, 角动量守恒迫使轻子对具有相同螺旋性. 对于 A 耦合,预期矩阵元 $M^2 \propto 1 + (-v/c)$, 在此跃迁过程中 $\Delta \mathbf{J} = 0$, 因而没有 $\frac{1}{3}$ 因子. 对于 P 耦合,预期矩阵元应为 $M^2 \propto 1 + (v/c)$.

(8.67) 式的分支比可由 M^2 并考虑 (8.5) 式中的相空间因子算出．该相空间因子可写为

$$\frac{dN}{dE_0} = \text{常数}\ p^2 \frac{dp}{dE_0},$$

其中 $\boldsymbol{p}$ 是带电轻子在静止 π 介子系统中的动量．中微子动量则为 $-\boldsymbol{p}$.

系统的总能量是

$$E_0 = m_\pi = p + \sqrt{p^2 + m^2}.$$

因此，

$$p^2 \frac{dp}{dE_0} = \frac{(m_\pi^2 + m^2)(m_\pi^2 - m^2)^2}{4m_\pi^4},$$

$$1 + \frac{v}{c} = \frac{2m_\pi^2}{m_\pi^2 + m^2},$$

$$1 - \frac{v}{c} = \frac{2m^2}{m_\pi^2 + m^2}.$$

由此，对于 A 耦合，衰变率为

$$p^2 \frac{dp}{dE_0}\left(1 - \frac{v}{c}\right) = \frac{m^2}{2}\left(1 - \frac{m^2}{m_\pi^2}\right)^2. \tag{8.70}$$

对于 P 耦合，衰变率为

$$p^2 \frac{dp}{dE_0}\left(1 + \frac{v}{c}\right) = \frac{m_\pi^2}{2}\left(1 - \frac{m^2}{m_\pi^2}\right)^2, \tag{8.71}$$

近似地认为 $m_e^2/m_\pi^2 \ll 1$ 时，分支比为

对 A 耦合：

$$B = \frac{\pi \to e + \nu_e}{\pi \to \mu + \nu_\mu} = \frac{m_e^2}{m_\mu^2} \frac{1}{(1 - m_\mu^2/m_\pi^2)^2}$$
$$= 1.275 \times 10^{-4}, \tag{8.72}$$

对 P 耦合：

$$B = \frac{\pi \to e + \nu_e}{\pi \to \mu + \nu_\mu} = \frac{1}{(1 - m_\mu^2/m_\pi^2)^2} = 5.5, \tag{8.73}$$

由两种类型的耦合算出的分支比相差很大．实验测得的这一分支比为

$$B_{实} = \frac{\pi \to e + \nu_e}{\pi \to \mu + \nu_\mu} = (1.267 \pm 0.023) \times 10^{-4}. \quad (8.74)$$

这表明，π 介子衰变过程，主要是 A 耦合起作用. P 耦合不存在，或者非常小. A 和 P 耦合的分支比相差这样大的原因是，A 耦合倾向于产生螺旋性相反的轻子对，和角动量守恒的要求不符合，这一结果是 V-A 理论的胜利.

也可以利用这种方法，计算 K 介子衰变分支比

$$\frac{K \to e + \nu_e}{K \to \mu + \nu_\mu}. \quad (8.75)$$

在使用 (8.72) 式时，将 m_K 代替 m_π 即可. 由于 $m_K \sim 3m_\pi$，由 A 耦合算出的分支比更小，$B = 2.5 \times 10^{-5}$，目前实验测得的结果平均值约为 $B_{实} = (2.43 \pm 0.14) \times 10^{-5}$，因此也支持了由 π 衰变分支比得到的结论，这样就进一步肯定了 V-A 理论.

在以上讨论中，我们默认 μ 子和电子具有相同的弱作用常数. 这一假设得到了 $\frac{\pi \to e + \nu_e}{\pi \to \mu + \nu_\mu}$ 实验数据的证实. 是否所有粒子的

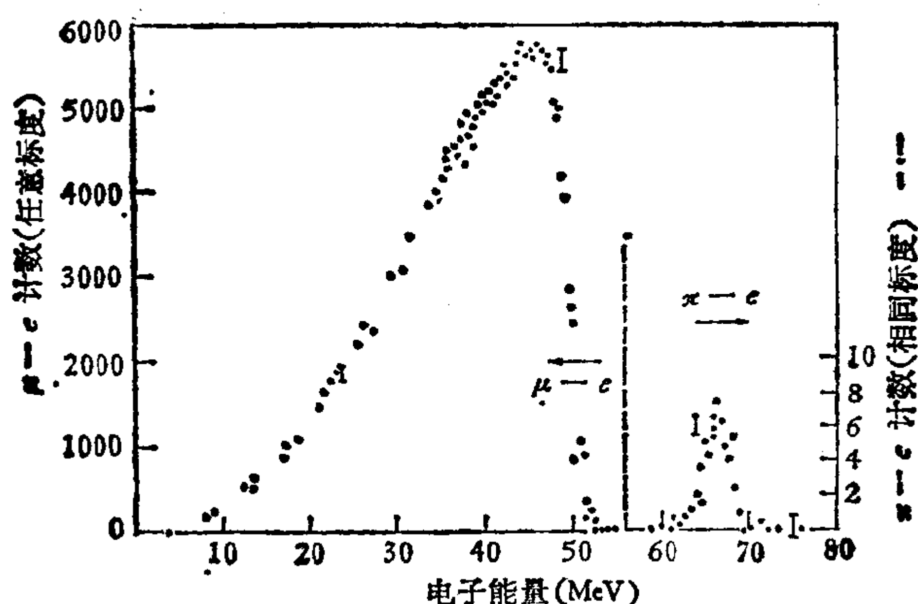


图 8.8 停止 π^+ 介子衰变电子谱. 前部宽峰分布为 $\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ 衰变中的电子能谱，最大能量约为 53MeV，70MeV 处附近的窄峰分布来自 $\pi^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e$ 衰变. 两纵轴刻度不同，后一过程为稀有衰变

弱相互作用常数都相同？弱作用理论是不是普适的？下面还要讨论.

图 8.8 中给出 π^+ 介子被吸收体停止后，衰变正电子的典型能谱情况. 稀有的 $\pi^+ \to e^+ + \nu_e$ 过程正电子是单能的，约为 70 MeV.

8.2.4 流-流相互作用与中间玻色子

前面提过，费米在讨论 β 衰变的时候，对照带电粒子间通过电磁流，发生流-流电磁相互作用的情况，假定弱相互作用也是通过弱流进行的流-流相互作用，见 (8.55) 式. 这一理论得到了实验结果的支持，这表明在电磁作用和弱相互作用之间，存在着某种"亲缘"关系. 认识到这一点很重要，因为它是后面将要介绍的弱、电统一理论的思想基础.

电磁流和弱流之间的主要区别在于：

1. 电磁流是纯矢量流，而弱流却包括矢量流 V 和赝矢流 A 两部分，即 $j = j_A + j_V$.

2. 电磁流之间是通过交换虚光子而发生相互作用的. 虚光子质量为零，因而电磁力是一种长程力，考虑其作用时，需要对整个空间进行积分. 而费米理论认为，弱流是点相互作用，其力程很短，不需要对整个空间进行积分. 后来发现，这种点相互作用理论并不完全正确，下面我们从么正极限的角度来说明这个问题.

么正极限定理告诉我们(见 4.148 和 4.149 式)，对于任何一个 S 波反应，必须有

$$\text{弹性散射截面}\ \sigma_{\text{弹性}} \leqslant 4\pi\lambda\!\!\!^{-2}, \tag{8.76}$$

$$\text{非弹性散射截面}\ \sigma_{\text{非弹}} \leqslant \pi\lambda\!\!\!^{-2}, \tag{8.77}$$

其中 $\lambda\!\!\!^- = \dfrac{1}{p}$，$p$ 为质心系动量值. 下面请看该定理所给出的一些结果.

考虑高能 $\nu_\mu e^-$ 散射：

$$\nu_\mu + e^- \to \nu_e + \mu^-,$$

设质心系中 ν_μ 的动量大小为 $p_\nu = |\boldsymbol{p}_\nu|$，且 $P_\nu \gg m_e, m_\mu$，因而可以忽略 m_e 及 m_μ. 根据费米弱作用哈密顿量 (8.55) 式，只考虑 S 波，可以求得

$$\sigma(\nu_\mu + e^- \to \nu_e + \mu^-) = \frac{8}{\pi}(G_F p_\nu)^2. \qquad (8.78)$$

该式在能量为几个 GeV 时是正确的，能量很高时就不再正确了. 因为当我们把 (8.78) 式代入 (8.77) 式时，得到

$$\frac{8}{\pi}(G_F p_\nu)^2 \leqslant \pi \lambda\!\!\!^{-2} = \pi \frac{1}{p_\nu^2}, \qquad (8.79)$$

$$p_\nu \leqslant \left(\frac{\pi^2}{8}\right)^{1/4} \frac{1}{\sqrt{G_F}} \sim 300\text{GeV}. \qquad (8.80)$$

由此可见，当 $p_\nu > 300$GeV 时，(8.55) 式已不再适用，费米理论必须修改.

关键问题在于费米理论中点作用的概念是不正确的. 如果说，在低能时，粒子的波长较长，例如，在中子 β 衰变中，质子的德布罗意波长为 4×10^{-13} cm，而相互作用区域相对较小可以忽略，四个费米子间的直接作用机制还能够解释 β 衰变等实验事实的话，那么在能量较高，粒子波长很短时，点作用的概念就不再适用了. 弱作用的理论应该如何修正呢？我们可以参照电磁流-流作用是通过虚光子来传递的概念，假定弱相互作用也是通过媒介子传递的. 由于弱作用是短程力，该媒介子应该具有质量，由于弱流是矢量，媒介子的自旋应等于 1. 人们称这种媒介子为弱作用中间玻色子. 费米理论经过这样修改后，用费曼图(图 8.9)表示时，和电磁作用形式就更为相似了：电磁作用通过交换 γ 光子来传递；弱作用通过交换中间玻色子来传递. 两者的差别是：γ 光子静质量为零，而中间玻色子有质量，两者作用范围不同；两种作用的强度不同，两者耦合常数不同；γ 光子不带电，电磁作用过程不交换电荷；而弱作用过程，如 β 衰变和 μ 子衰变等，轻子都有电荷交换，因而早期认为中间玻色子都是带电的 ($W^\pm$).

有没有中性的中间玻色子呢？ 六十年代末弱电统一理论（见

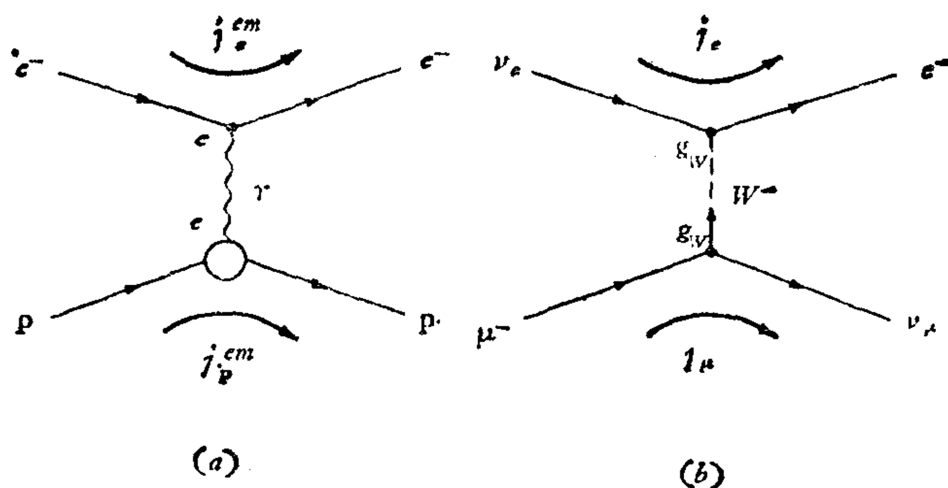


图 8.9 电磁作用和弱作用流-流作用形式比较

(a) e^-p 电磁弹散射，(b) μ^- 弱衰变

第九章)指出，应有不带电荷交换的弱作用过程. 1973 年在西欧中心 28 GeV 加速器高能中微子束打击重液气泡室（直径 1.8 m，有效长度 4.8 m，灵敏体积 7 m³，称为 Gagamille 泡室）的实验中，发现有轻子(或强子)不带电荷交换的过程.

$$\begin{aligned}\bar{\nu}_\mu + N &\to \bar{\nu}_\mu + X,\\ \nu_\mu + N &\to \nu_\mu + X.\end{aligned} \tag{8.81}$$

而且其截面和带电流过程截面的大小相似，这意味着有不带电荷的中间玻色子（Z^0）存在. 为了区别这两类过程，人们称交换 $W^\pm$ 的过程为带电弱流或带电流过程；交换 Z^0 的过程，为中性弱流或中性流过程.

3. 纯轻子过程的带电流和中性流

纯轻子过程带电流例子有

$$\begin{aligned}&\mu^- \to e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu,\ \nu_\mu + e^- \to \nu_e + \mu^-,\\ &\tau^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau,\ \tau^- \to e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau.\end{aligned} \tag{8.82}$$

轻子带电流由三部分组成:

$$\begin{aligned}j^- &= j_e^- + j_\mu^- + j_\tau^-\\ &= \bar{e}\nu_e + \bar{\mu}\nu_\mu + \bar{\tau}\nu_\tau,\end{aligned} \tag{8.83}$$

其中 $j_e^- = \bar{e}\nu_e = \bar{\psi}_e\gamma_\mu(1+\gamma_5)\psi_{\nu_e}$ 为轻子负带电流. 表示消失一个 ν_e，产生一个 e^-，过程中轻子净失一个正电荷. 其电荷共轭

过程 j_e^+ 为轻子正带电流，这种过程中轻子净增一个正电荷．对 μ，τ 轻子，j_μ^- 和 j_τ^- 也有类似关系．用 j^c 统一表示轻子带电流 j^+ 或 j^-．

这些过程可以写成

$$
\begin{aligned}
&e^- \to \nu_e + W^-,\ \nu_e \to e^- + W^+,\\
&\mu^- \to \nu_\mu + W^-,\ \nu_\mu \to \mu^- + W^+,\\
&\tau^- \to \nu_\tau + W^-,\ \nu_\tau \to \tau^- + W^+.
\end{aligned}
\tag{8.84}
$$

其中 $W^\pm$ 衰变为

$$
\begin{aligned}
W^- &\to e^- + \tilde{\nu}_e \qquad W^+ \to e^+ + \nu_e\\
&\to \mu^- + \tilde{\nu}_\mu \qquad\quad \to \mu^+ + \nu_\mu\\
&\to \tau^- + \tilde{\nu}_\tau \qquad\quad \to \tau^+ + \nu_\tau.
\end{aligned}
\tag{8.85}
$$

纯轻子过程中性弱流的例子有

$$
\begin{aligned}
&\nu_\mu + e^- \to \nu_\mu + e^-,\\
&\tilde{\nu}_\mu + e^- \to \tilde{\nu}_\mu + e^-.
\end{aligned}
\tag{8.86}
$$

由于弱作用中电子轻子数和 μ 轻子数分别守恒，因此不会有 $(\nu_e\mu)$，$(\nu_\mu e)$ 之类的带电流．如果 (8.86) 过程存在，一定是通过交换 Z^0 粒子的中性流过程实现的(图 8.10)．

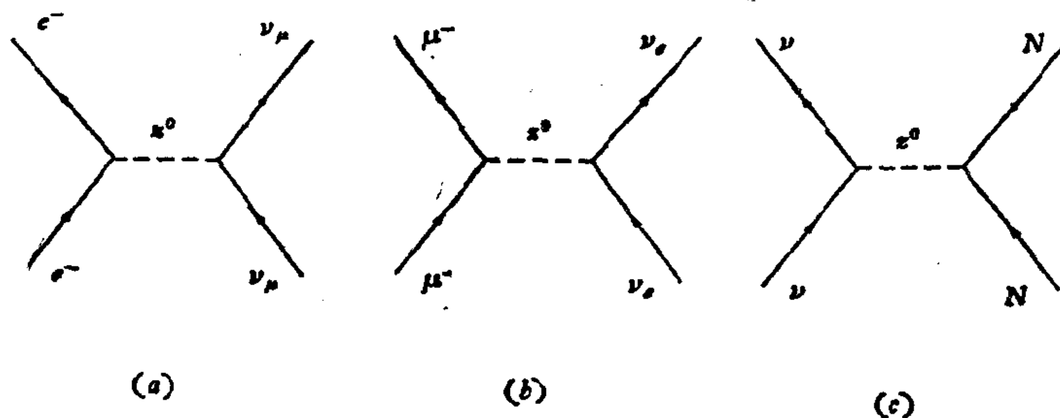


图 8.10　一些中性弱流过程费曼图

γ 光子传递电磁流，电磁流都是中性的．一般所说的中性流是都指中性弱流，图 8.11 给出中性弱流和电磁流各种可能的作用顶点．

轻子中性流由六部分组成．

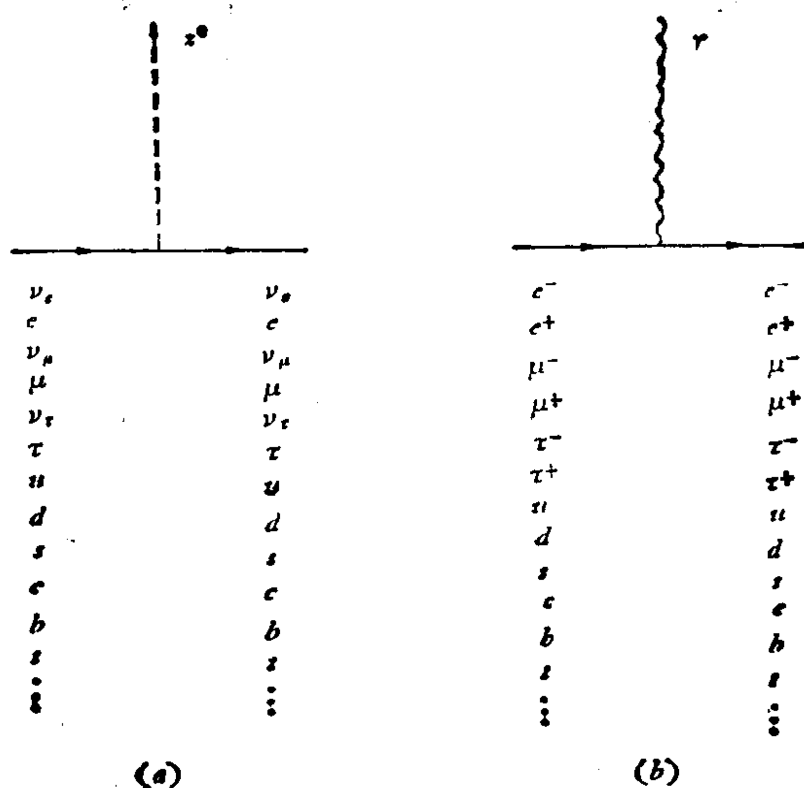


图 8.11　中性弱流及电磁流作用顶点的费曼图

(a) 带电或不带电轻子之间(或层子之间)都有中性弱流，

(b) 只有带电轻子(或层子)之间有电磁流.

$$j^0 = \tilde{\nu}_e\nu_e + \tilde{\nu}_\mu\nu_\mu + \tilde{\nu}_\tau\nu_\tau - \bar{e}e - \bar{\mu}\mu - \bar{\tau}\tau, \qquad (8.87)$$

其中

$$\tilde{\nu}_e\nu_e = \bar{\Phi}_{\nu_e}\gamma_\mu(1+\gamma_5)\phi_{\nu_e}, \qquad (8.88)$$

$$\bar{e}e = \bar{\Phi}_e\gamma_\mu(1+\gamma_5)\phi_e. \qquad (8.89)$$

对 ν_μ、ν_τ，μ，τ 等轻子均有类似的表示式. 这些过程都是通过交换中性中间玻色子 (Z^0) 实现的.

纯轻子弱相互作用的哈密顿量 $H_{纯轻}$，包括带电流和中性流之和:

$$H_{纯轻} = -\frac{G}{\sqrt{2}}(\bar{j}^c j^c + h\cdot c) - \frac{G}{\sqrt{2}}\bar{j}^0 j^0 \qquad (8.90)$$

其中 j^c 为轻子带电流，j^0 为轻子中性流. j^c 和 j^0 中分别包括 e，ν_e；μ，ν_μ；τ，ν_τ 等轻子有关的项.

强子(或层子)之间带电弱流及中性弱流的情况较为复杂，我们在讲过卡比玻理论之后再作介绍.

8.2.5 卡比玻理论

1. 弱作用过程的耦合常数.

V-A 弱作用理论描述纯轻子弱作用过程是成功的. 实验表明，各种纯轻子弱过程的作用强度都可以用同一个普适耦合常数 $G = G_\mu$ 表示. 各种纯轻子弱过程的耦合常数 G_μ 是根据其哈密顿量(8.90)或(8.29)式:

$$H_{纯轻} = \frac{G_\mu}{\sqrt{2}}[\bar{\Phi}_e \gamma_\mu (1+\gamma_5) \Phi_{\nu_e}]\ [\Phi_{\nu_\mu} \gamma_\mu (1+\gamma_5) \phi_\mu]$$

算出过程的跃迁几率 (T)、衰变寿命 (τ) 或反应截面 (σ)，然后和实验结果对比得到的. 例如，考虑 μ 子衰变 ($\mu^- \to e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu$)，其衰变寿命算出为

$$\frac{1}{\tau_\mu} = \frac{G_\mu^2 m_\mu^5}{192\pi^3}, \qquad (8.91)$$

代入 τ_μ 及 m_μ 的实验值后，得到

$$G_\mu = (1.435 \pm 0.003) \times 10^{-49} \mathrm{erg \cdot cm^3}. \qquad (8.92)$$

对于其它各种纯轻子过程，实验测量和理论计算定出的弱作用耦合常数 G_μ 的数值都是相同的.

对于半轻子弱作用过程，情况就比较复杂了，可以先考虑奇异数不改变 ($\Delta S = 0$) 的半轻子弱过程.

对于费米型允许 β 跃迁(实际上是矢量流 V_μ 起作用)，根据费米理论及 β 衰变寿命测量，在 (8.20) 式中已定出其耦合常数 G_F 为

$$G_F = (1.415 \pm 0.002) \times 10^{-49} \mathrm{erg \cdot cm^3}. \qquad (8.93)$$

对于盖莫夫-泰勒型允许 β 跃迁 (实际上是赝矢流 A_μ 起作用)，由 (8.62) 式定出

$$G_{G-T} = (1.26 \pm 0.02) G_F. \qquad (8.94)$$

考虑 $|\Delta S| = |\Delta Q| = 1$ 的半轻子弱过程，例如奇异粒子衰变

$$\Lambda \to \mathrm{p} + e^- + \tilde{\nu}_e,$$

$$\Sigma^- \to n + \mu^- + \tilde{\nu}_\mu,$$
$$K^+ \to \pi^0 + e^+ + \nu_e,$$
$$\Xi^- \to \Lambda + e^- + \nu_e.$$

根据其哈密顿量（8.47式）进行衰变寿命计算，并与实验值对比，可以得到其耦合常数 G'_F. G'_F 数值对于 $|\Delta S| = 1$ 的各种具体弱作用过程是一致的，但和 $\Delta S = 0$ 的各种弱作用过程的耦合常数 G_F 并不相等，G'_F 比 G_F 约小一个数量级，

$$G'_F \sim \frac{1}{10} G_F. \tag{8.95}$$

上面我们用 G_μ, G_F, G'_F 分别代表几类（图 8.12）弱相互作用的耦合常数. 实验结果表明，G_μ 和 G_F 数值虽然接近，但它们在误差范围内并不相等：

$$\frac{G_\mu - G_F}{G_F} \sim 2\%, \tag{8.96}$$

G'_F 则比 G_F 约小一个数量级. 为什么在各类弱相互作用之内的各种具体过程，具有相同的耦合常数，而在各类弱相互作用之间，耦合常数并不相同呢？也许各类弱相互作用并不是同一种作用，但为什么有些耦合常数之间又相差不大呢？有没有"普适"的弱作用

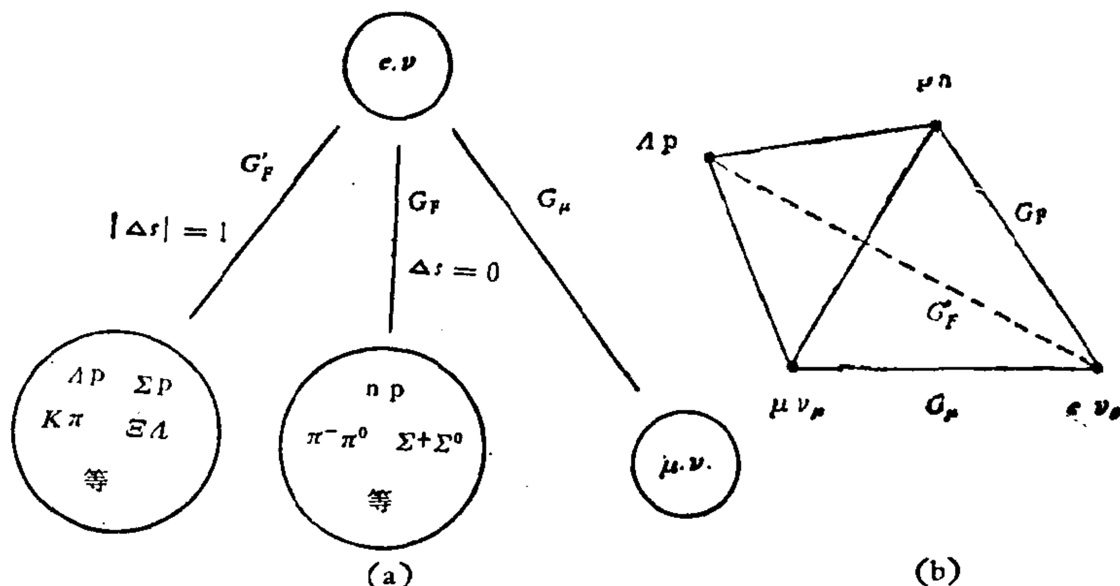


图 8.12 (a) 纯轻子弱过程 $\Delta S = 0$ 或 $|\Delta S| = 1$ 的半轻子弱过程，分别具有不同的弱作用耦合常数 G_μ, G_F 和 G'_F, (b) 几种不同弱作用耦合常数所联系的基本过程

理论，可以解释这些现象？1963年卡比玻（N.Cabibbo）提出的理论对此作了满意的回答。

2. 卡比玻理论

如上所述，实验测量得到 G_μ 比 G_F 约大 2%；G'_F 比 G_F 约小一个数量级；G_F 和 G_{G-T} 之间也有 26% 的差别，这样看弱作用似乎并不是统一的一种相互作用。但 1963 年卡比玻提出了普适弱相互作用理论。

卡比玻联系 $SU(3)$ 对称性概念的引入，认为 $\Delta S=0$ 和 $|\Delta S|=1$ 两类弱作用过程是有相互联系的。他认为在考虑没有奇异数改变（$\Delta S=0$）的弱过程时，必须同时考虑奇异数改变（$|\Delta S|=1$）的弱过程。即强子的弱流应写为

$$J=aJ^0+bJ^1, \tag{8.97}$$

J^0 和 J^1 分别代表 $\Delta S=0$ 和 $|\Delta S|=1$ 的强子弱流。J^0 和 J^1 是分别归一化了的，所以相应的作用强度由 a 和 b 决定。总的强子弱流的归一化要求是

$$|a|^2+|b|^2=1.$$

按照卡比玻的方法，通常写：$a=\cos\theta_c$，$b=\sin\theta_c$，则归一化条件自动满足。因此强子弱流 J 为

$$J=J^0\cos\theta_c+J'\sin\theta_c, \tag{8.98}$$

其中 θ_c 称为卡比玻混合角。

卡比玻认为，简单地设想各类弱过程的耦合常数都相等的普适弱作用理论是错误的。他假定 $\Delta S=0$ 和 $|\Delta S|=1$ 两种强子弱衰变费米耦合常数的“总和”才和纯轻子弱作用耦合常数 G_μ 相等。具体表示为

$$G_\mu=\sqrt{G_F^2+G_F'^2}, \tag{8.99}$$

或写为

$$G_F=G_\mu\cos\theta_c^v, \tag{8.100}$$

$$G'_F=G_\mu\sin\theta_c^v. \tag{8.101}$$

上角附标 v 表示矢量流。(8.100)和(8.101)式的关系可用图 8.13 表示。如果 $\theta_c^v=0$，则意味着没有 $|\Delta S|=1$ 的跃迁。如果

$\theta_c^v=\dfrac{\pi}{4}$，则$G_F'=G_F$，奇异的改变与否将不影响弱作用过程．实验上比较 $K^+\to\pi^0e^+\nu_e$ 和 $\pi^+\to\pi^0e^+\nu_e$ 两种纯费米跃迁（$0^-\longrightarrow 0^-$）过程，可以得到 $G_F'/G_F=\tan\theta_c^v$ 的值，近期结果给出

$$\theta_c^v=0.247\pm0.008. \tag{8.102}$$

由上面讨论可见，θ_c^v 值反映了 $\Delta S=0$ 和 $|\Delta S|=1$ 衰变过程的相对强度，也解释了 G_F 和 G_μ 不同的原因．

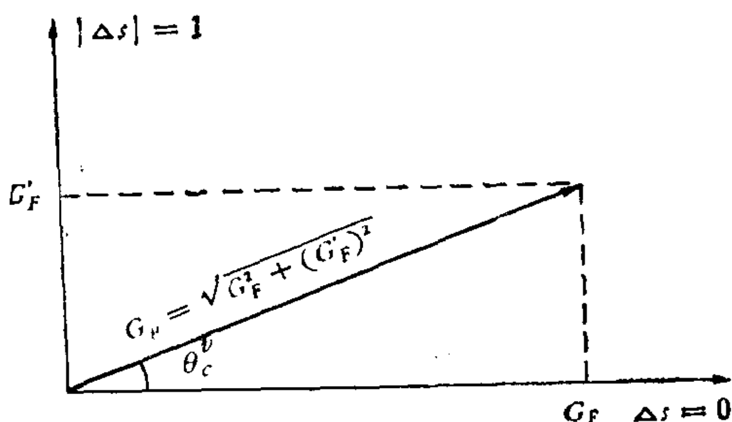


图 8.13　卡比玻理论对强子弱流费米跃迁耦合常数的假设

上面讲了费米跃迁的情况，对盖莫夫-泰勒型跃迁可以进行完全相同的讨论．实验上通过比较 $K^+\to\mu^+\nu_\mu$ 和 $\pi^+\to\mu^+\nu_\mu$ 两个纯盖莫夫-泰勒型跃迁几率，可以得到 G_{G-T}' 和 G_{G-T} 两耦合常数之比，

$$\theta_c^A=\tan^{-1}\left(\frac{G_{G-T}'}{G_{G-T}}\right)=0.226\pm0.005. \tag{8.103}$$

比较 (8.102) 和 (8.103) 两式可以看到

$$\theta_c^V\cong\theta_c^A,$$

$$\frac{G_{G-T}'}{G_{G-T}}\cong\frac{G_F'}{G_F}.$$

这一事实是很重要的，说明卡比玻角 $\theta_c=\theta_c^V\approx\theta_c^A$ 可以同时反映费米型跃迁（矢量流 V）和盖莫夫-泰勒型跃迁（赝矢流 A）中 $\Delta S=0$ 和 $|\Delta S|=1$ 两种类型跃迁过程的相对强度．

重子衰变过程 $\Lambda\to pe^-\tilde{\nu}_e$，$\Sigma^-\to ne^-\tilde{\nu}_e$，$\Sigma^-\to n\mu^-\tilde{\nu}_\mu$ 等，包

含费米和盖莫夫-泰勒两种类型的跃迁. 也可以根据它们的跃迁几率定出 θ_c^V 和 θ_c^A，结果是

$$\theta_c^V = 0.233 \pm 0.012,$$
$$\theta_c^A = 0.235 \pm 0.018.$$

如果取平均值为

$$\theta_c^V \equiv \theta_c^A = \theta_c = 0.25 = 14^0, \qquad (8.104)$$

则可以定出

$$G_\mu = G_F \sec\theta_c = 1.458 \times 10^{-49} \mathrm{erg}\cdot\mathrm{cm}^3, \qquad (8.105)$$

比实验值稍大一些. 但由于实验误差还较大，尚不能准确地估计实验和理论的差异.

下面我们从 $SU(3)$ 对称性和层子模型的角度进一步理解卡比玻理论的实质.若 $SU(3)$ 是一个严格的对称性,那么非奇异粒子和奇异粒子之间没有区别，$\Delta S=0$ 和 $|\Delta S|=1$ 两类过程之间也应没有什么区别，卡比玻角就没有意义了. 是次强相互作用破坏了 $SU(3)$ 对称性，使不同奇异数的同位旋多重态劈裂开.从这个意义上讲，卡比玻角 θ_c 对强作用也应有重要意义. 卡比玻角的来源是人们的兴趣所在，卡比玻角和强作用及弱作用均有关系,研究强子结构和强作用、弱作用间的关系，有可能进一步加深对卡比玻角意义的理解.

3. 弱作用中层子的本征态 d', s'

卡比玻 1963 年提出该理论时,层子模型还没提出来，他的理论是根据 $SU(3)$ 对称性提出的,层子模型提出后,再从层子的半轻子衰变过程来看卡比玻理论，我们对卡比玻角的意义就更容易理解一些了. 从层子模型来看，强子衰变实质上反映了层子的衰变，例如中子的衰变过程:

$$\mathrm{n}(udd) \rightarrow \mathrm{p}(uud) + e^- + \tilde{\nu}_e,$$

实质上是 d 层子

$$d \rightarrow u + e^- + \tilde{\nu}_e$$

的衰变过程. 目前认为，u 层子最轻，d 层子重些，s 层子更重. 再重的依次有 c, b, t 等层子. 从强子的构成看，强子衰变中

$\Delta S=0$，$|\Delta S|=1$ 两类过程，可以由 d 和 s 两种层子的下列衰变反映：

$$d\to u+e^-+\tilde{\nu}_e,\ \Delta S=0,\quad |\Delta I|=1,\ G_F \quad (8.106)$$

$$s\to u+e^-+\tilde{\nu}_e, |\Delta S|=1,\quad |\Delta I|=\frac{1}{2},\ G'_F \quad (8.107)$$

在去除破坏 $SU(3)$ 对称性的次强作用后，各组超多重态(π, K, ρ 组，或 Σ, Λ, N 组）都将分别简并成同一质量粒子．特别是 s 及 d 两种层子，电荷也相同$\left(-\frac{1}{3}e\right)$，因此它们之间将难以辨认．$SU(3)$ 转动可使它们之间相互转化．在强作用中，由于存在奇异数守恒规律，s 和 d 粒子在一定情况下还是能够区别开的，因此 s, d 等分别是层子在强作用中的本征态．而在弱作用中，奇异数也不守恒，根据实验和理论分析，在弱作用中，s 和 d 是以一定的线性组合方式存在的．同时，在弱作用中层子的本征态不是 d 和 s，而是 d' 和 s'：

$$d'=d\cos\theta_c+s\sin\theta_c, \quad (8.108a)$$

$$s'=-d\sin\theta_c+s\cos\theta_c. \quad (8.108b)$$

或者写成矩阵的形式：

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix}=\begin{pmatrix} \cos\theta_c & \sin\theta_c \\ -\sin\theta_c & \cos\theta_c \end{pmatrix}\begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}. \quad (8.109)$$

这时 d' 与 u 层子之间的弱流为

$$\bar{u}\gamma_\mu(1+\gamma_5)d'=\bar{u}\gamma_\mu(1+\gamma_5)(d\cos\theta_c+s\sin\theta_c). \quad (8.110)$$

由此可见，$d\bar{u}$ 之间的耦合，奇异数不改变($\Delta S=0$)，并带有 $\cos\theta_c$ 因子，矢量耦合常数为 G_F．而 $s\bar{u}$ 之间的耦合，奇异数改变（$|\Delta S|=1$)，并带有 $\sin\theta_c$ 因子，矢量耦合常数为 G'_F．总起来看，混合粒子 $d'=d\cos\theta_c+s\sin\theta_c$ 衰变成 u 层子时，其费米跃迁振幅应正比于

$$\cos\theta_c G_F+\sin\theta_c G'_F=G_\mu. \quad (8.111)$$

而 s' 粒子衰变成 u 层子的振幅应为

$$-\sin\theta_c G_F+\cos\theta_c G'_F$$
$$=-G_\mu(\sin\theta_c\cos\theta_c-\cos\theta_c\sin\theta_c)=0. \quad (8.112)$$

换句话说，s' 粒子对于衰变成 u 层子是稳定的. 因此从弱作用角度看,用 (d', s') 代表层子态，比用 (d, s) 层子态更方便. 因为 d' 是以普适常数 G_μ 的强度衰变为 u，而 s' 对于通过弱作用衰变成 u 则是稳定的. 相似地有，s' 与 c 层子之间的弱流为

$$\bar{c}\gamma_\mu(1+\gamma_5)s' = \bar{c}\gamma_\mu(1+\gamma_5)(s\cos\theta_c - d\sin\theta_c). \quad (8.113)$$

s' 以普适常数 G_μ 的强度衰变成 c，而 d' 对于 c 则是稳定的. 因此说 d'，s' 是弱作用中层子的本征态:

$$u \to d' + W^+ = (d\cos\theta_c + s\sin\theta_c) + W^+,$$

$$c \to s' + W^+ = (-d\cos\theta_c + s\cos\theta_c) + W^+.$$

d'，s' 两组线性组合是相互正交的，并且有

$$\bar{s}'s' + \bar{d}'d' = \bar{s}s + \bar{d}d,$$

与 θ_c 无关.

卡比玻理论提出后，得到了很大的成功. 它在理论上解决了弱相互作用理论的普适性问题，弄清楚了弱作用普适性不在于 G_μ，G_F 和 G'_F 等作用强度是否相同，而在于需要对强子弱衰变过程有正确的理解. 强子弱衰变中，$|\Delta S| = 1$ 和 $\Delta S = 0$ 两部分衰变过程的总强度 $\sqrt{G_F^2 + (G'_F)^2}$ 才是和纯轻子过程强度 G_μ 相当的量，从这个意义上讲，弱相互作用 $(V-A)$ 理论是普适的. 卡比玻理论给出的强子和轻子间的这种联系，目前是与强子及轻子有关的少数几个理论之一.

卡比玻理论提出后，人们根据它进行了很多计算，以便和实验数据相对比. 在表 8.3 中列出了一些强子的半轻子衰变分支比理论数值，它和实验测出的结果符合得很好. 表 8.3 中实验和理论数值之间的一些差异，可以用电磁作用对过程的影响来解释. 在进行了电磁作用修正计算后，实验和理论结果在数值上会符合得更好.

4. 半轻子过程带电流

对于强子的半轻子衰变过程（例如 $n \to p + e^- + \tilde{\nu}_e$; $\Lambda \to p + e^- + \tilde{\nu}_e$）的唯象描述，其“流-流”相互作用哈密顿量中，存在有强子带电弱流 J^c 和轻子带电弱流 j^c. 强子弱流中奇异数不变

表 8.3 卡比玻理论预言和实验结果的比较

衰变	分支比	
	实验 · 10^4	理论 · 10^4
$\Sigma^- \longrightarrow \Lambda e^- \tilde{\nu}_e$	0.60 ± 0.06	0.62
$\Sigma^+ \longrightarrow \Lambda e^+ \nu_e$	0.20 ± 0.04	0.19
$\Lambda \longrightarrow p e^- \tilde{\nu}_e$	8.13 ± 0.29	8.6
$\Lambda \longrightarrow p \mu^- \tilde{\nu}_\mu$	1.57 ± 0.35	1.41
$\Sigma^- \longrightarrow n e^- \tilde{\nu}_e$	10.8 ± 0.4	10.1
$\Sigma^- \longrightarrow n \mu^- \tilde{\nu}_\mu$	4.5 ± 0.4	4.8
$\Xi^- \longrightarrow \Lambda e^- \tilde{\nu}_e$	6.9 ± 1.8	5.4
$\Xi \longrightarrow \Sigma^0 e^- \tilde{\nu}_e$	< 5	0.8

($\Delta S = 0$) 和奇异数改变 ($|\Delta S| = 1$) 两部分的比例和卡比玻角有关,其跃迁矩阵元一般可写成

$$M \sim \frac{G}{\sqrt{2}}[\cos\theta_c J^+(\Delta S = 0) + \sin\theta_c J^+(|\Delta S| = 1)][j^-]. \tag{8.114}$$

其中, $J^+(\Delta S = 0)$ 为奇异数不变过程的强子正带电流，表示在衰变过程中强子净增加一个正电荷(例如, $n \to p + e^- + \tilde{\nu}_e$).

$J^+(|\Delta S| = 1)$ 为奇异数改变过程的强子正带电流，也表示衰变过程中,强子净增加一个正电荷(例如, $\Lambda \to p + e^- + \tilde{\nu}_e$).

j^- 为轻子负带电流，表示在衰变过程中轻子净减少一个正电荷. 考虑三种味道的轻子:

$$j^- = l^- \tilde{\nu}_l = e^- \tilde{\nu}_e + \mu^- \tilde{\nu}_\mu + \tau^- \tilde{\nu}_\tau, \tag{8.115}$$

在这类过程中,强子流和轻子流之间有电荷交换,实际上是交换一个带电的中间玻色子 W^+ 或 W^-.

将 (8.114) 式写成层子、轻子的形式，同样地省略掉 $\gamma_\mu(1 + \gamma_5)$ 因子时,有

$$M \sim \frac{G}{\sqrt{2}}[\cos\theta_c \bar{u} d + \sin\theta_c \bar{u}_s]\ [e^- \tilde{\nu}_e + \mu^- \tilde{\nu}_\mu + \tau^- \tilde{\nu}_\tau]$$

$$\sim \frac{G}{\sqrt{2}}[J^+]\ [j^-]. \tag{8.116}$$

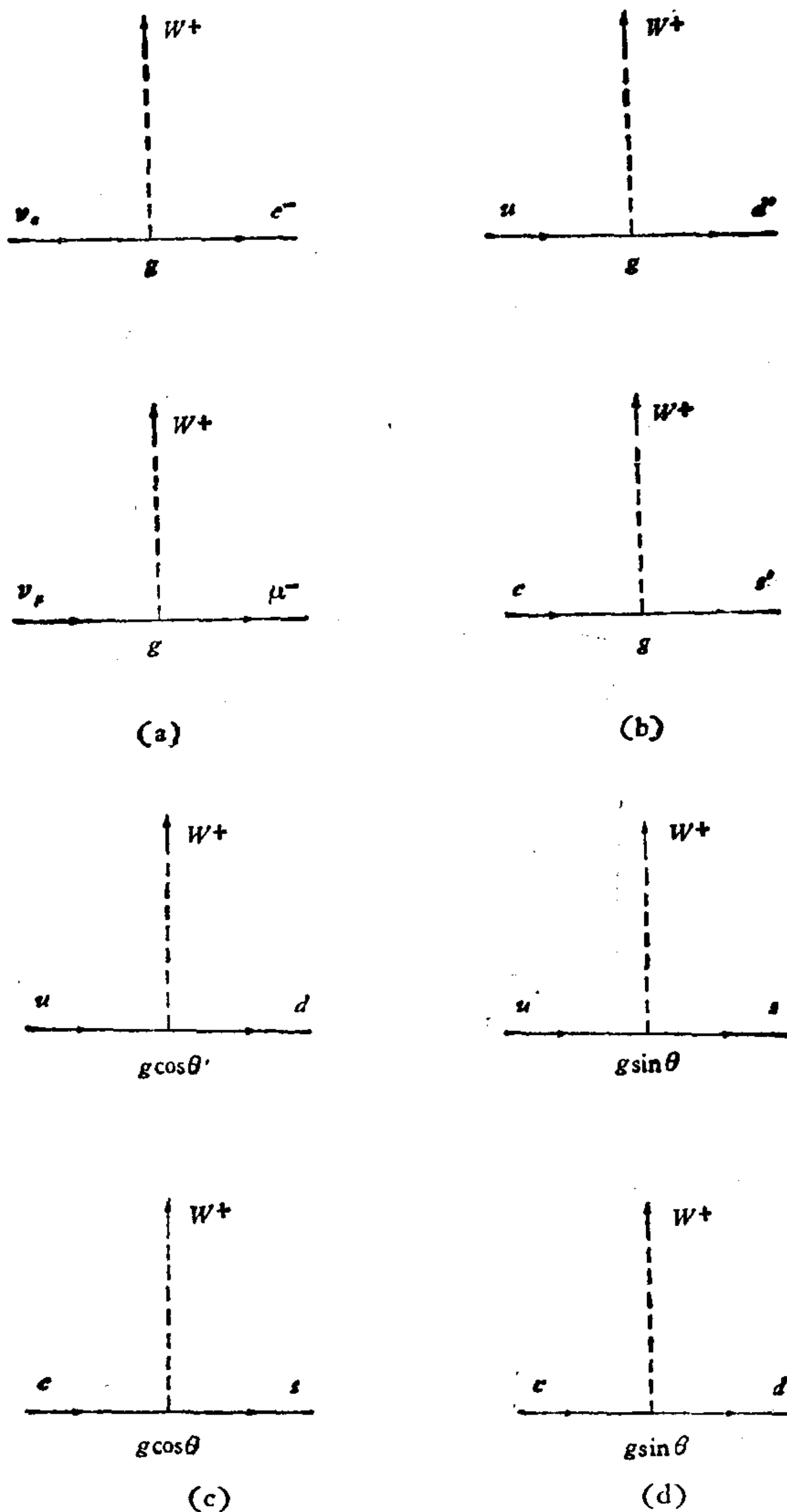


图 8.14 (a) 轻子带电流作用顶点，(b) 强子带电流作用顶点(c)(d) 是利用卡比玻角表示层子带电弱流作用顶点，(c)(d) 中四个顶点代替 (b) 中的两个顶点

在考虑 u、d、s、c 四种味道的层子参加的过程时，强子的弱作用带电流可以写成

$$J^+ = \cos\theta_c(\bar{u}d + \bar{c}s) + \sin\theta_c(\bar{u}s - \bar{c}d). \qquad (8.117)$$

图 8.14 给出轻子、强子带电弱流作用顶点及其用卡比玻角表示的形式。

(8.117) 式可以写成

$$J^+ = \cos\theta_c J_N^+ + \sin\theta_c J_S^+ + J_{GIM}^+. \qquad (8.118)$$

其中，$J_N^+ = \bar{u}d$ 为奇异数及粲数不改变的带电流，$J_S^+ = \bar{u}s$ 为奇异数改变 ($|\Delta S| = 1$) 的带电流，$J_{GIM} = \cos\theta_c(\bar{c}s) - \sin\theta_c(\bar{c}d)$ 为粲数变化 ($\Delta C = 1$) 的带电流(是 S. L. Glashow, J. Iliopoulos 和 L. Maiani 等人提出的,故称 GIM 流)。

在计算强子半轻子衰变过程衰变率时，不同的具体过程包含的卡比玻因子不同。包含 $\cos^2\theta_c$ 项 (实验值约为 0.95) 的，称为卡比玻允许过程,包含 $\sin^2\theta_c$ 项(实验值约为 0.05)的,称为卡比玻

表 8.4 强子衰变率中的卡比玻因子

	卡比玻因子	层子味结构	选择定则	强子衰变举例
半轻子衰变	$\cos^2\theta_c \cong 0.95$	$\bar{u}d$ 或 $\bar{c}s$	$\Delta S = 0$ 或 $\Delta C = \Delta S = \Delta Q$	$n \to pe^-\tilde{\nu}_e$ $\pi^- \to \pi^0 e^-\tilde{\nu}_e$ $D^0 \to K^-e^+\nu_e$ $F^+ \to K^+K^-e^+\nu_e$
	$\sin^2\theta_c \cong 0.05$	$\bar{s}u$ 或 $\bar{c}d$	$\Delta S = 1$ 或 $\Delta C = \Delta Q$ $\Delta S = 0$	$K^- \to \pi^0 e^-\tilde{\nu}_e$ $D \to n\pi e\nu_e$ $F^+ \to K^0 e^+\nu_e$
非轻子衰变	$\cos^4\theta_c \cong 0.9$	$\bar{c}su\bar{d}$	$\Delta C = \Delta S$	$D \to K^- n\pi$ $F^+ \to K^+K^-\pi^+$
	$\sin^2\theta_c\cos^2\theta_c = 0.5$	$\bar{c}du\bar{d}$ 或 $\bar{c}su\bar{s}$	$\Delta S = 0$	$D \to K^-K^+n\pi$ $F^+ \to K^+n\pi$
	$\sin^4\theta_c \cong 0.0025$	$\bar{c}du\bar{s}$	$\Delta C = \Delta S$	$D \to n\pi$ $F^+ \to K^+K^+\pi^-$

禁戒（或压低）过程.两者衰变几率相差约 20 倍. 表 8.4 中给出这些过程的例子，并给出它们所遵守的选择定则和层子的味结构，表中同时给出一些强子非轻子衰变过程的相应资料.

5. 弱作用中性流

本章 8.2.4 节中提到过，弱作用过程除了可以通过交换带电的中间玻色子 ($W^{\pm}$) (图 8.15 (a)) 实现外，还可能通过交换不带电的中间玻色子 (Z^0) (图 8.15 (b)) 实现. 在这种弱作用中性流过程中，强子和轻子的电荷都没有改变，这和通过交换 γ 光子传递电磁作用 (图 8.15 (c)) 情况相似. 实验表明，中性流和带电流截面的大小，是可以比拟的，其比值约为

$$\frac{\sigma(\nu_\mu N \to \nu_\mu X)}{\sigma(\nu_\mu N \to \mu^- X)} \simeq 0.25, \tag{8.118a}$$

$$\frac{\sigma(\tilde{\nu}_\mu N \to \tilde{\nu}_\mu X)}{\sigma(\tilde{\nu}_\mu N \to \mu^+ X)} \simeq 0.45 \tag{8.118b}$$

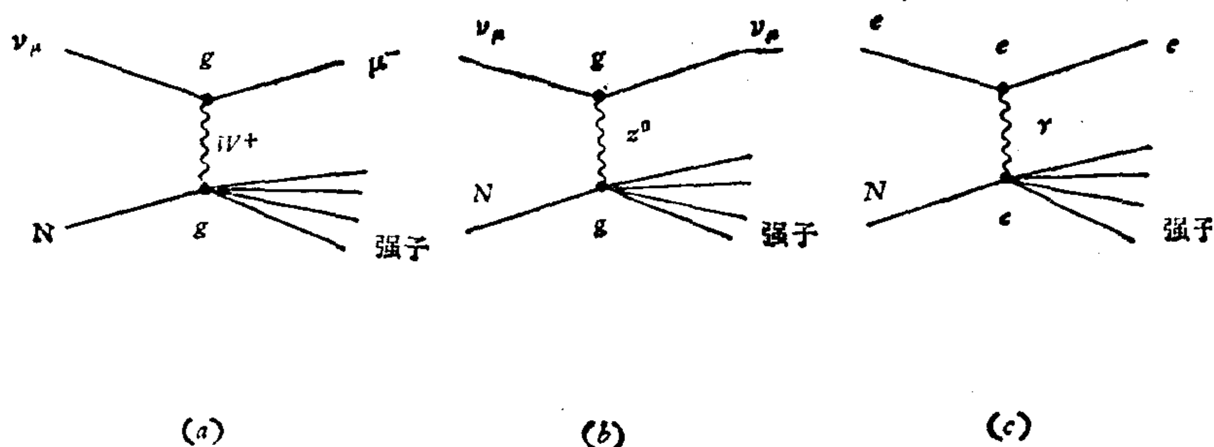


图 8.15 弱作用带电流、中性流及电磁作用中性流（电磁流）的费曼图

1973 年以后，人们在中性流研究基础上做了很多实验工作，但看到的所有弱作用中性流过程都符合 $\Delta S = 0$ 的选择定则，而从未看到符合 $|\Delta S| = 1$ 的弱作用中性流过程. 例如，K^+ 介子衰变的中性流与带电流过程几率之比

$$\frac{K^+ \to \pi^+ \nu \tilde{\nu}}{K^+ \to \pi^0 \mu^+ \nu_\mu} < 10^{-5}(|\Delta S| = 1), \tag{8.119}$$

10^{-5} 意味着 $|\Delta S|=1$ 的过程是非常少的。

按照 u, d, s 三层子理论，$|\Delta S|=1$ 的中性流是应该存在的。因为根据 (8.108) 式可以预期这时的中性流应为图 8.16 (a) 所示的两部分，其弱作用矩阵元应为

$$\underbrace{u\bar{u}+(d\bar{d}\cos^2\theta_c+s\bar{s}\sin^2\theta_c)}_{\Delta S=0}+\underbrace{(s\bar{d}+\bar{s}d)\sin\theta_c\cos\theta_c}_{|\Delta S|=1}, \quad (8.120)$$

其中存在 $|\Delta S|=1$ 的中性流部分。

为什么实验中测不到 $|\Delta S|=1$ 的中性流呢？ 1970 年格拉肖 (S. L. Glashow) 等人提出假设，认为存在着当时没有被发现的粲层子 (c)，其电荷为 $+\frac{2}{3}e$，他们认为 (u, d') 和 (c, s') 分别组成弱作用中的层子两重态：

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}=\begin{pmatrix} u \\ d\cos\theta_c+s\sin\theta_c \end{pmatrix}, \quad (8.121a)$$

$$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}=\begin{pmatrix} c \\ s\cos\theta_c-d\sin\theta_c \end{pmatrix}. \quad (8.121b)$$

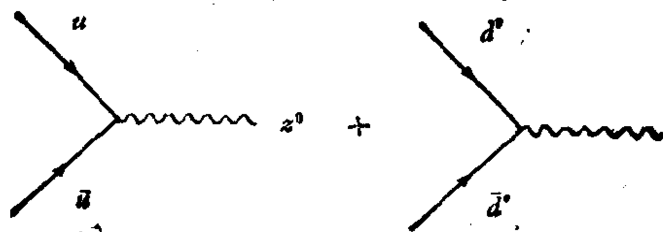
根据这种假设 (GIM 模型)，弱作用中性流中应包括图 8.16 (a) (b) 的四个部分，其弱作用矩阵元将为

$$\underbrace{u\bar{u}+c\bar{c}+(d\bar{d}+s\bar{s})\cos^2\theta_c+(s\bar{s}+d\bar{d})\sin^2\theta_c}_{\Delta S=0}$$

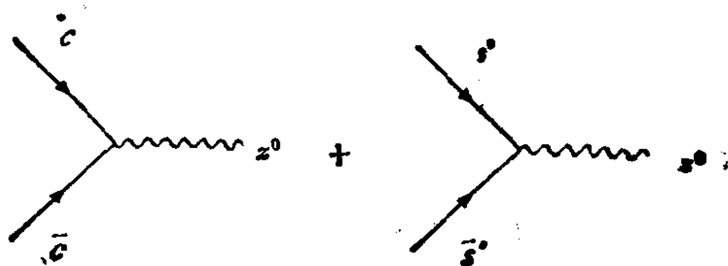
$$+\underbrace{(s\bar{d}+\bar{s}d-\bar{s}d-s\bar{d})\sin\theta_c\cos\theta_c}_{|\Delta S|=1} \quad (8.122)$$

其中 $|\Delta S|=1$ 的一项自行消去为零。这样由于引入粲层子的假设，很自然的解释了为什么实验上找不到 $|\Delta S|=1$ 的中性流过程。

由 (8.121b) 式可以预期，粲层子衰变成非粲层子 ($\Delta C=1$) 时，$c\to s$ 的跃迁几率(包含 $\cos^2\theta$ 项)很大于 $c\to d$ 的跃迁几率(包含 $\sin^2\theta$ 项)。表 8.5 中提到 $D\to K^- e\nu_e$ 属于卡比玻允许跃迁过程，而 $D\to \mathrm{n}\pi e\nu_e$ 属于卡比玻禁戒跃迁过程，这些预言已经得到实验上的支持。



(a)



(b)

图 8.16　弱作用中性流过程的费曼图

两图中，$d' = d\cos\theta_c + s\sin\theta_c$；$s' = s\cos\theta_c - d\sin\theta_c$

$\bar{d}' = \bar{d}\cos\theta_c + \bar{s}\sin\theta_c$；$\bar{s}' = \bar{s}\cos\theta_c - \bar{d}\sin\theta_c$

和 $|\Delta S| = 1$ 的中性流过程不存在一样，我们可以预期 $|\Delta C| = 1$ 的中性流过程也不存在。目前中微子实验的数据表明，通过中性流产生单个粲粒子（$\Delta C = 1$）的截面，和 $\Delta C = 0$ 的中性流截面之比小于 3%。

6. 六层子理论中的弱混合角

至此我们限于在 u，d，s，c 四层子理论分析的范围内讨论弱作用卡比玻角的问题。因此所用的矩阵形式弱作用带电流表达式为

$$J^+ = (\bar{u}\bar{c})\begin{pmatrix} \cos\theta_c & \sin\theta_c \\ -\sin\theta_c & \cos\theta_c \end{pmatrix}\begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}, \tag{8.123}$$

其中省略了时空结构算符 $\gamma_\mu(1+\gamma_5)$ 等项。在这个式子中，用单一的卡比玻角 θ_c 反映弱作用中层子态的混合问题。但是目前

人们认为存在六种味道的层子 (u, d, s, c, b, t)。1972 年 Kobayashi 和 Maskawa 等即已提出了六层子理论中弱作用带电流的矩阵形式。在三组层子两重态之间的么正变换，是用三个欧拉角和六个相角表示的。在六个相角中，只有一个是重要的，其余的不确定也不能观察。

$$J^+ = (\bar{u}\bar{c}\bar{t})M\begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \tag{8.124a}$$

其中 M 是 3×3 矩阵：

$$M = \begin{vmatrix} \cos\theta_1 & \cos\theta_3\sin\theta_1 & \sin\theta_1\sin\theta_3 \\ -\cos\theta_2\sin\theta_1 & \begin{matrix}\cos\theta_1\cos\theta_2\cos\theta_3 \\ -\sin\theta_2\sin\theta_3 e^{i\delta}\end{matrix} & \begin{matrix}\cos\theta_1\cos\theta_2\cos\theta_3 \\ +\cos\theta_2\sin\theta_3 e^{i\delta}\end{matrix} \\ \sin\theta_1\sin\theta_2 & \begin{matrix}-\cos\theta_1\cos\theta_2\cos\theta_3 \\ -\cos\theta_2\sin\theta_3 e^{i\delta}\end{matrix} & \begin{matrix}-\cos\theta_1\sin\theta_2\sin\theta_3 \\ \cos\theta_2\cos\theta_3 e^{i\delta}\end{matrix} \end{vmatrix}, \tag{8.124b}$$

$\theta_1, \theta_2, \theta_3$ 是层子态的三个混合角，它们代替 (8.123) 式中的一个卡比玻角 θ_c。相角 δ 可能和下节中将要讨论的 CP 破坏振幅有关。

根据各种粒子有关衰变过程的几率，准确测定 $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ 的实验工作仍在进行之中。已经得到的结果是 θ_1 和 θ_c 接近，$\cos\theta_2 \simeq 1$，$\cos\theta_3 \simeq 1$，$\sin\theta_2$，$\sin\theta_3$ 和 $\sin\theta_1$ 都较小(< 0.14)。

8.2.6 矢量流守恒 (CVC) 理论

由上节可见 $\sqrt{G_F^2 + G_F'^2} = G_\mu$，但 G_F' 比 G_F 小得很多，因而近似有 $G_F \cong G_\mu$，即 (pn) 和 ($e\nu_e$) 之间的弱作用耦合强度与 ($\mu\nu_\mu$) 和 ($e\nu_e$) 之间的弱作用耦合强度相差不多。这两种“弱荷”近似相等具有非常重要的意义。

为了便于理解，我们先看质子与 μ^+ 子电荷相等的事实。

$$Q(\mathrm{p}) = Q(\mu^+) = e,$$

粒子的电荷决定了它和电磁场(光子)的相互作用。对于 μ 子，这种耦合是很简单的 (图 8.17 (d))。而对质子来说，这种耦合情况

要复杂些．质子与光子的作用，有时表现为单一质子与光子的作用(图 8.17 (a))，有时质子处于虚解离态 $n+\pi^+$ (图 8.17 (b))，有时 π^+ 又解离成 $\Sigma^+ + \bar{\Lambda}$ (图 8.17 (c))．在这种解离态中，由于虚 π 介子云等的屏蔽作用，似乎将造成差异．但质子与 μ^+ 介子的电荷事实上是相等的．可以说，因为实验上存在着电荷守恒定律，即不管质子解离成哪些粒子，也不管具体由哪些粒子携带电荷，电荷是不会失掉的．光子总能"看到"同样的电荷，不受屏蔽的影响．电荷守恒定律的方程式是

$$\frac{dQ}{dt}=0, \tag{8.125a}$$

这是由电磁流守恒方程得到的．

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu}J_\mu=\nabla\cdot\mathbf{J}+\frac{\partial}{\partial t}J_0=0, \tag{8.125b}$$

其中 $J_4=iJ_0$，Q 与 J_0 有关．(事实上，将 8.125(b) 式在整个空间积分，设在无限远处 $\mathbf{J}\to 0$，取

$$Q=\int J_0 d^3x,$$

则可得到 8.125a 式)．

对 $G_F \cong G_\mu$ 关系可以作类似地考虑．在 μ 衰变中(图 8.18)测

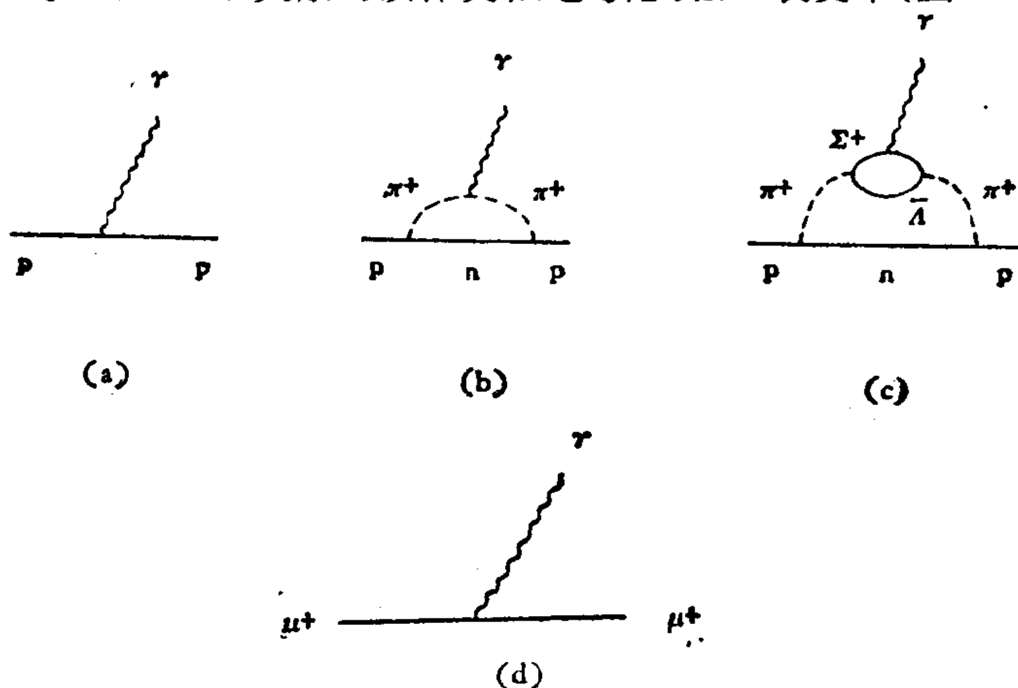


图 8.17 (a) (b) (c) 质子与光子耦合几种可能形式的费曼图，
(d) μ^+ 介子与光子耦合的费曼图

量到的 G_μ 属于四个费米子的直接作用，问题比较简单．对于中子的 β 衰变，由于有 π 介子云存在，除了有裸中子衰变（图 8.19 (a)）外，可能有虚 π 介子，虚 Σ 等和（$e\nu_e$）场发生作用而形成衰变，见图 8.19 (b)，(c)． 如果这些次级虚粒子对裸核子没有屏蔽作用，才会有 $G_\mu \cong G_F$ 的结果，即那时 G_F 才是守恒的：

$$\frac{dG_F}{dt} = 0. \tag{8.126a}$$

弱荷（G_F）守恒也意味着所有费米跃迁，如，

$$\begin{aligned} \pi^- &\to \pi^0 + e^- + \tilde{\nu}_e, \\ \Sigma^- &\to \Sigma^0 + e^- + \tilde{\nu}_e, \end{aligned} \tag{8.127}$$

等过程都由同样的 G_F 标志其弱作用强度．弱荷 G_F 守恒相当于费米流守恒，亦即矢量流 V_μ 守恒．故此理论简称为矢量流守恒 CVC（*Conserved Vector Current*）理论，它是 1958 年提出来的．

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu} V_\mu = \nabla \cdot \mathbf{V} + \frac{\partial}{\partial t} V_0 = 0, \tag{8.126b}$$

同样可由 (8.126b) 式导出（8.126a）式．在整个空间对（8.126b）

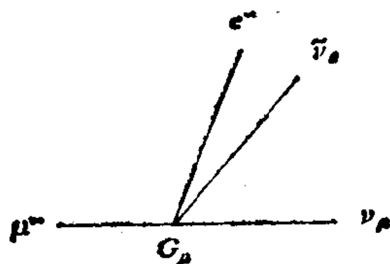


图 8.18 μ 介子衰变费曼图

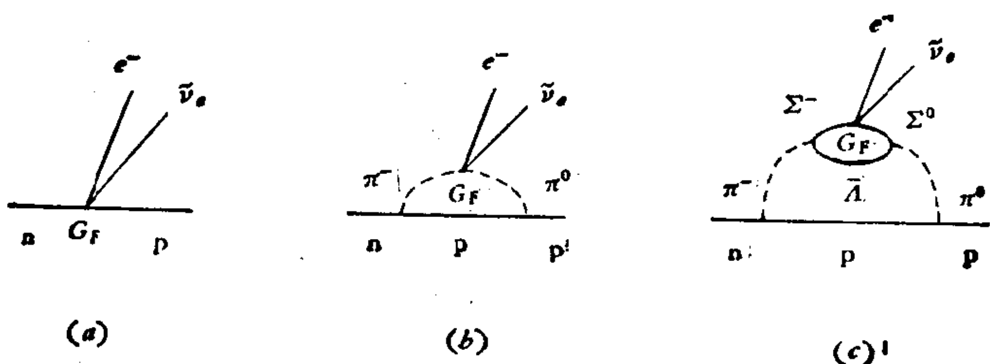


图 8.19 不同方式中子衰变的费曼图

式积分,丢掉表面项,令 $G_F = \int V d^3x$ 即得。

(8.127)式类型的费米跃迁和核 β 衰变中费米跃迁强度相同的事实是对 CVC 理论的支持。我们考虑纯费米跃迁 ($O^- \to O^-$):

$$\pi^- \to \pi^0 + e^- + \tilde{\nu}_e,$$

它的强度如果也由 G_F 确定，则理论上可以算出这种跃迁的寿命应为

$$\tau = 2.49 \pm 0.03\text{s}.$$

与一般 π^- 衰变的寿命

$$\tau_{\pi^-} = (2.55 \pm 0.03) \times 10^{-8}\text{s}$$

比较,这种衰变的分支比应为

$$R_{\text{理论}} = \frac{\tau_{\pi^-}}{\tau} = (1.02 \pm 0.02) \times 10^{-8}.$$

而实验上测到的分支比为

$$R_{\text{实验}} = (1.3 \pm 0.2) \times 10^{-8}.$$

考虑到实验误差，CVC 理论与实验也还是符合的。

对于赝矢流 A_μ 和矢量流守恒 (CVC) 定律不同,只存在赝矢流部分守恒 (*Partically Conserved Axial Vector current*) 关系，简称为 PCAC 定律。

关于 CVC 和 PCAC 理论的详细情况，可参阅有关资料，例如 L，赖德的《基本粒子与对称性》一书和吴剑雄的文章 *Reviews of Mordern Physics* **36**, 618 (1964).

§8.3 弱相互作用中宇称不守恒

8.3.1 τ-θ 疑难

五十年代初期,利用宇宙线和加速器研究重介子. 到 1956 年为止，一直没搞清楚质量、寿命很接近的 τ^+-θ^+ 两类衰变事件是不是同一种奇异粒子的两种衰变方式:

$$\theta^+ \to \pi^+ + \pi^0,$$
$$\tau^+ \to \pi^+ + \pi^+ + \pi^-.$$

当时测出的 θ^+ 质量为 $(966.7 \pm 2.0)\, m_e$，τ^+ 质量为 $(966.3 \pm 2.0)\, m_e$，两者很接近，应该认为是同一粒子的两种不同的衰变方式。但在对实验结果进行达里兹图解分析时，却发现，如果按一般地认为衰变过程中宇称守恒，从末态的宇称分析确定初态 θ^+ 和 τ^+ 宇称的话，则两者的宇称是相反的。这样来看 θ^+ 和 τ^+ 又可能不是同一种粒子，因而形成了所谓 τ-θ 疑难。

θ^+ 粒子的宇称为正，是根据下述分析得到的。在 $\theta^+ \to \pi^+ + \pi^0$ 衰变中，由于已知 π 介子自旋为零，如果 θ^+ 介子自旋为 s，则末态 π 介子的轨道角动量应为 S。因而末态两 π 介子体系的总宇称应为 $(-1)^l(-1)^2 = (-1)^S$。如果在此衰变过程中宇称守恒，则初态 θ^+ 介子的宇称也应等于 $(-1)^S$，因而 θ^+ 可能的自旋、宇称应为 $J^P = 0^+,\ 1^-,\ 2^+ \cdots\cdots$。

另一方面，我们知道中性 θ^0 介子的衰变方式为 $\theta^0 \to \pi^0 + \pi^0$，末态为两个全同玻色子，根据量子力学全同性原理。全同玻色子系统应由对称波函数描写，因而 l 只能为偶数。θ^0 介子的 $J^P = 0^+,\ 2^+,\ 4^+ \cdots\cdots$。已经知道 θ^0 和 θ^+ 质量接近，如果两者属于同一组同位旋多重态，则 θ^+ 也应是一个自旋为偶，宇称为正的粒子，$J^P = 0^+, 2^+, 4^+, \cdots\cdots$。

如果当时已经知道 θ^+ 粒子的自旋为零，因而末态轨道角动量为零，则

$$\pi_{\theta^+} = (\pi_\pi)^2(-1)^l = (-1)^2(-1)^0 = +1,$$

即可以直接得到 θ^+ 粒子宇称为正的结论，但当时 θ^+ 粒子的自旋尚未定出。

另一方面，对衰变 $\tau^+ \to \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$ 宇称守恒要求是

$$\pi_{\tau^+} = (\pi_\pi)^3(-1)^J = (-1)^{J+1}, \tag{8.128}$$

J 是 τ^+ 的自旋，即是末态 3π 系统的总角动量。奥尔（J. Orear）等人对此衰变进行了达里兹图分析，发现事例的分布是均匀的，见图 8.20。和 § 4.4 中对 $K^+ \to \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$ 过程的分析完全相

同，可以确定 τ^+ 介子的自旋为零。根据(8.128)式，它的宇称应为 -1，即 τ^+ 介子的 $J^P = 0^-$。

根据达里兹图判断出 τ^+ 的 $J^P = 0^-$。而根据总角动量及宇称守恒定律判断出 θ^+ 的 $J^P = 0^+, 2^+, 4^+\cdots\cdots$ 不可能有 0^- 的情况。即 τ^+ 和 θ^+ 的宇称不可能相同，似乎不是同一粒子。但为什么它们的质量、奇异量子数等又都相同呢？"θ-τ 疑难"有下列两种可能的答案：

(i) θ^+ 和 τ^+ 为不同粒子，因为它们的宇称不同。它们的质量、奇异数等量子数相同是偶然的。这是"宇称偶"的理论。

(ii) θ^+ 和 τ^+ 是同一种粒子，因为它们的质量、奇异数等量子数均相同，因而它们的宇称也应是相同的。但在一些衰变方式中宇称是不守恒的，始、末态的宇称并不一样，由衰变末态定出的宇称并不一定是初态母粒子的宇称，这是弱作用中宇称不守恒的理论。

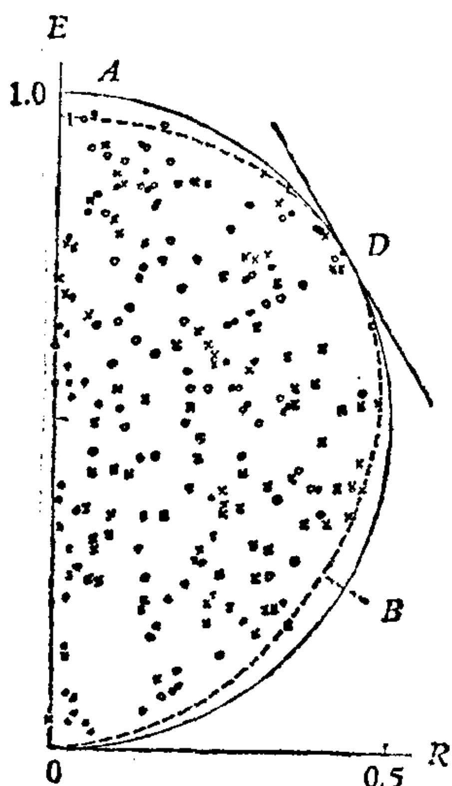


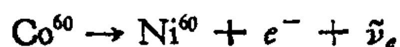
图 8.20 $\tau^+(K^+) \to \pi^+\pi^+\pi^-$ 衰变的达里兹图。纵轴 E 是 π^- 动能与 π 最大动能的比值。横轴 $R = \dfrac{E_1 - E_2}{\sqrt{3}}$，其中 E_1、E_2 是两 π^+ 介子的相应比值，$E_1 > E_2$，半圆 ABO 是非相对论能量下，由动量守恒定律决定的。点线则是相对论能量时的情况、实验点应在其中

1956 年李政道和杨振宁仔细地分析了当时已有的实验事实后指出，尽管很多实验验证了在强相互作用和电磁相互作用中宇称是守恒量，但没有任何实验证据说明在当时所知道的 β 衰变或 μ 子和超子的弱作用衰变中宇称是守恒的。他们提出了后一种答案，认为在弱作用过程中宇称并不守恒，并建议了一系列实验，可以用来检验在弱相互作用中宇称是否守恒。根据这种分析吴剑雄等人作了极化 Co^{60} 核 β 衰变中电子角分布的实验，证实了在弱作用中宇称守恒定律受到了破坏，这

是五十年代核与粒子物理的一项重要成果．根据这一理论，肯定了 θ^+ 和 τ^+ 是同一种粒子，称为 K^+ 介子．前述两过程实际上是 K^+ 介子的两种不同衰变方式．在 2π 衰变过程中，宇称不守恒．

8.3.2 β 衰变中宇称不守恒

吴剑雄等根据李-杨设想，1956 年首先在 $Co^{60}\beta$ 衰变中检验了宇称守恒问题，实验中证明了弱作用中宇称守恒定律受到破坏．他们采用的实验方法是利用 Co^{60} 放射源的 β 衰变过程



$$Co^{60} \to Ni^{60} + e^- + \tilde{\nu}_e$$

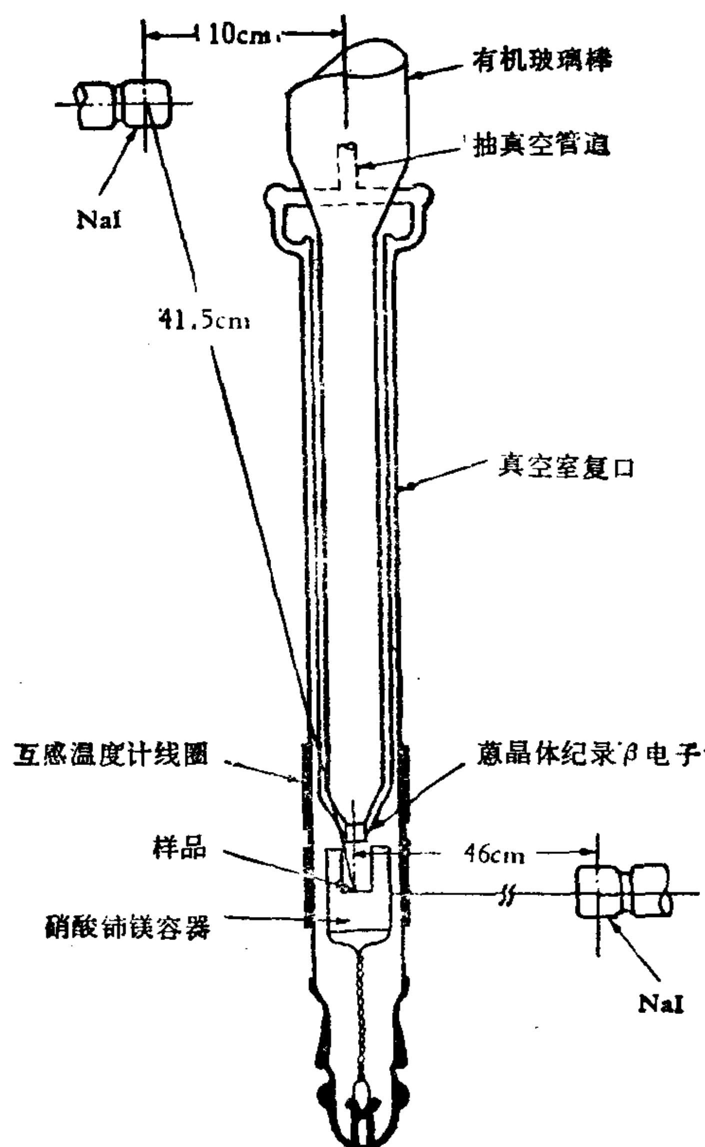


图 8.21 检验 β 衰变中宇称是否守恒的实验装置

测量极化 Co^{60} 原子核发射出来的电子角分布，来判断在此过程中宇称是否守恒，所用设备如图 8.21 所示。

为了让 Co^{60} 原子核的自旋按一定方向排列(极化)起来，使用了顺磁性物质退磁技术，将 Co^{60} 放射源冷却到极低温度 ($<1°K$)，减少其分子热运动。同时加上磁场使 Co^{60} 核极化。电子带负电荷，其自旋与磁矩方向相反．核极化时，自旋 $\boldsymbol{\sigma}$ 主要在磁场相反的方向．用样品上面的蒽晶体，记录从极化 Co^{60} 核衰变出来的电子数目．在测量过程中不断反转 Co^{60} 核的极化方向．因此在蒽晶体上交替测到平行或反平行于极化矢量方向发射出来的电子数目．测量结果表明，这两种情况下测到的电子数目并不相同．向 Co_{60} 自旋（极化矢量）相反方向发射出来的电子数远多于向 Co^{60} 自旋相同方向发射出来的电子数(如图 8.22)．这种电子发射几率在原子核自旋方向不对称的情况，违反空间反演不变性，即违反宇称守恒定律的要求。

为了更明显的看到 β 衰变破坏镜面反射不变性，假设仅考虑核自旋相反方向发射电子的极端情况，图 8.23 和图 8.24 给出分别从两个不同方向进行镜面反射。

在图 8.23 的镜面反射中，电子动量 $\mathbf{p}_e$ 的方向不变，而 Co^{60} 核自旋 $\boldsymbol{\sigma}$ 方向翻转．因而实验中看到的是电子主要向核自旋相反方向发射的事实，与镜面反射中看到的是电子主要向核自旋相同方向发射的映象不相符合．即镜中象与现实世界的事实有矛盾，现实世界中没有镜中映象那种事物．

在图 8.24 的镜面反射中，Co^{60} 核自旋 $\boldsymbol{\sigma}$ 的方向，在镜内外是一致的．而电子动量方向 $\mathbf{p}_e$ 则翻转了．同样，实验上看到的是电子主要向核自旋相反方向发射，这与在镜内看到的电子主要向核自旋相同方向发射的映象不一致．因此我们可以区别实验事实和其镜中的映象．以上两种镜面反射的方式都说明，在 β 衰变中宇称守恒的原则受到了破坏．

第一章曾介绍过，镜面反射和空间反演在效果上是相同的，现在我们再从空间反演的角度看此问题．如果仍用 $\boldsymbol{\sigma}$ 表示核自旋，

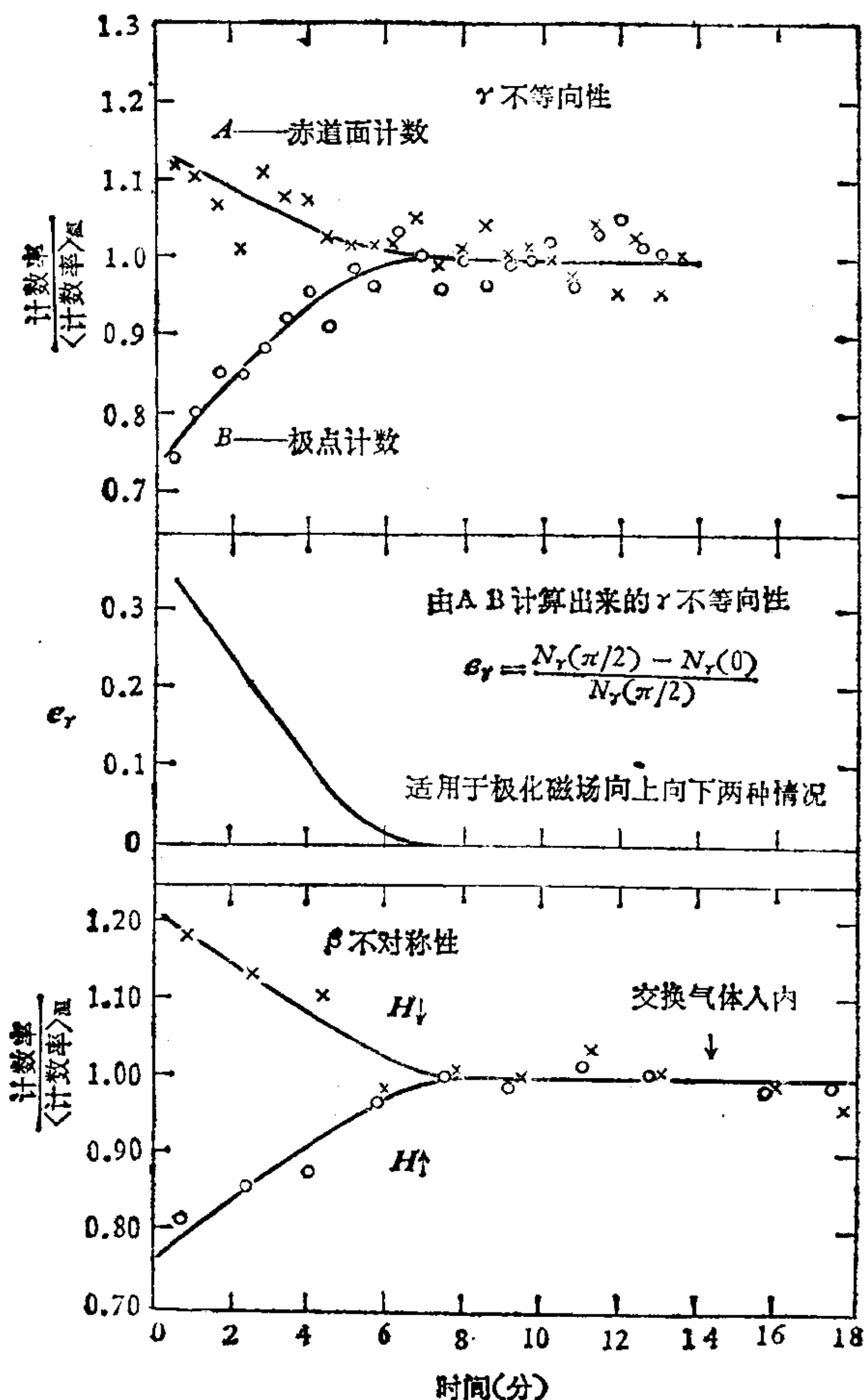


图 8.22 利用两个 NaI (Tl) 计数器测得的 γ 光子发射的不对称性及随时间改变极化磁场方向时 β 电子发射的不对称性. 在一定时间 (约 6s) 样品的温度上升后 β 和 γ 的不对称均消失. 计数率不再随磁场方向改变

$\mathbf{p}_e$ 表示电子动量,符号〈 〉表示平均值,则实验给出

$$\langle \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}_e \rangle < 0. \tag{8.129a}$$

我们知道矢量 $\mathbf{p}_e$ 在空间反演时变号,

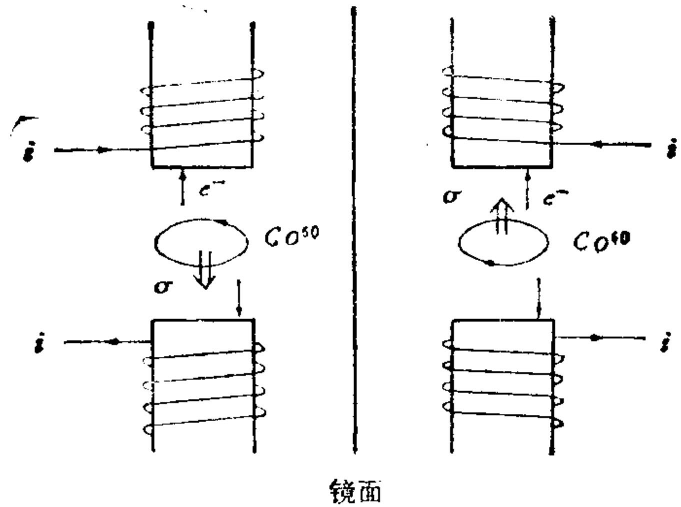


图 8.23 Co^{60} 核衰变中，β^- 优先取向现象的镜面反射结果

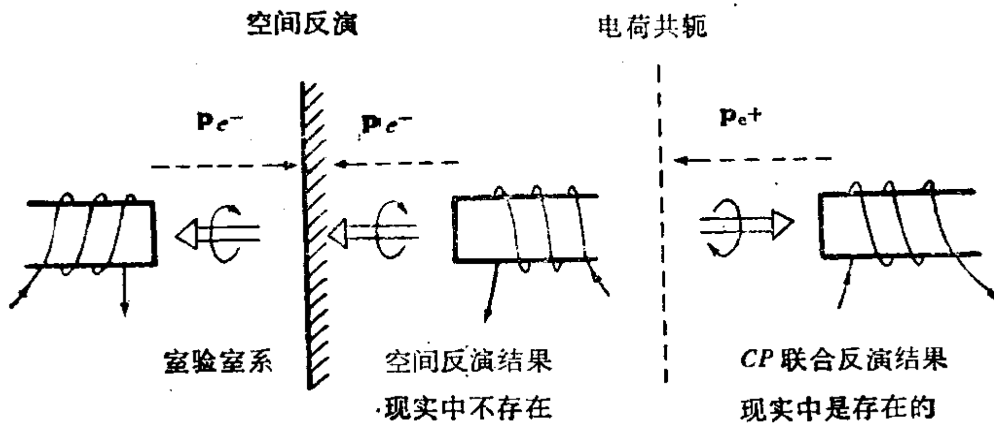


图 8.24 $Co^{60}\beta$ 衰变中空间反演不守恒与 CP 联合反演守恒

$$\mathbf{p}_e \xrightarrow{\mathrm{P}} -\mathbf{p}_e,$$

而赝矢量 $\boldsymbol{\sigma}$ 在空间反演时不变号，

$$\sigma \xrightarrow{\mathrm{P}} \sigma.$$

因此在空间反演下

$$\langle \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}_e \rangle \xrightarrow{\mathrm{P}} -\langle \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}_e \rangle. \tag{8.129b}$$

也就是说，如果实验中发现某种过程存在着诸如赝标量 $\langle \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}_e \rangle$ 等不为零的情况，宇称守恒定律肯定会受到破坏．换句话说，宇称守恒定律要求自然现象中没有 $\langle \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}_e \rangle$ 等类型的赝标量存在，即要求 $\langle \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}_e \rangle = 0$．如果在 β 衰变中，向核自旋正、反两个方向发

射 β 电子的几率一样多,则

$$\langle \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}_e \rangle = -\langle \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}_e \rangle = 0$$

那么 β 衰变中宇称就守恒了．但事实上，电子主要向核自旋相反的方向发射,因而在 β 衰变中,宇称是不守恒的.

8.3.3 β 衰变中的轻子极化

实验测出，相对于 $\boldsymbol{\sigma}$ 的不同方向角 θ (图 8.25)，电子发射强度的角分布是

$$I(\theta) = 1 + \alpha \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}_e}{E} = 1 + \alpha \frac{v}{c} \cos\theta, \qquad (8.130)$$

其中 $\alpha = -1$，$\boldsymbol{\sigma}$ 为核极化 $\mathbf{J}$ 方向的单位自旋矢量，$\mathbf{p}_e$ 和 E 为电子的动量和总能量，θ 为相对于 $\boldsymbol{\sigma}$ 方向的电子发射角．$I(\theta)$ 和电子速度的关系,在 $0.4 < \frac{v}{c} < 0.8$ 的范围内作过校验．(8.130) 式中右侧第一项 (1) 为标量,第二项包含 $(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}_e)$ 为赝标量．一个

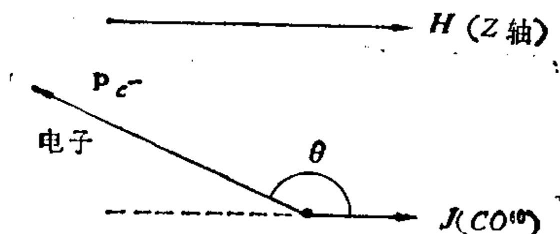


图 8.25　β 衰变中电子发射方向与核自旋方向夹角 θ

式子中存在宇称相反的这样两个量，说明在弱作用中宇称不是一个确定的量子数,弱作用中宇称是不守恒的.

在弱作用 β 衰变中，除了存在轻子角分布的前后不对称性之外，还存在轻子纵向极化现象．下面简要介绍轻子纵向极化现象和其测量方法.

1. 实验表明,在弱相互作用 β 衰变等过程中,发射出来的电子或正电子都是纵向极化的，即电子自旋方向与运动方向 $\mathbf{p}_e$ 相反(左旋)的状态是主要的，而正电子自旋与其运动方向相同(右旋)的状态则是主要的．实验表明，和电子或正电子相伴随产生的反中微子或中微子，同样也是纵向极化的，由于中微子质量极小

$(m_\nu \simeq 0)$，其极化度 H 经常为 ± 1。

极化度 H（或称螺旋性）的定义是

$$H = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-} = \alpha \frac{v}{c}, \tag{8.131}$$

其中 I_+ 和 I_- 分别表示电子（或正电子）自旋 $\boldsymbol{\sigma}_e$ 和其动量 $\mathbf{p}_e$ 方向平行或反平行时的发射强度 (I)，实验测出的电子强度分布为

$$I = 1 + \alpha \frac{\boldsymbol{\sigma}_e \cdot \mathbf{p}_e}{E}. \tag{8.132}$$

总之实验表明，在原子核 β 衰变中，发射出来的轻子螺旋性为

	电　子	正 电 子	中 微 子	反 中 微 子
α	-1	$+1$	-1	$+1$
H	$-\frac{v}{c}$	$+\frac{v}{c}$	-1	$+1$

2. 实验上观察电子纵向极化的方法有

(i) 用静电场将纵向极化电子束运动方向偏转 90° 后，变成横向极化电子束。在非相对论情况下 $v^2 \ll c^2$，电子自旋 $\boldsymbol{\sigma}$ 的方向实际上不受电场影响，见图 8.26 (a)。

(ii) 利用交变电磁场，当 $E/H = v/c$ 时，电子束不受偏转，但绕 H 方向进动，调整场强和场空间体积，使进动为 90°，见图 8.26 (b)。

(iii) 在轻核上的库仑散射不影响电子自旋方向，例如，选用 0.5 mm 厚的铝膜片成半圆形，将放射源和分析器放在 90° 散射角的两端，见图 8.26 (c)。

可以根据电子通过重元素箔片散射后，观察其左、右不对称的情况确定横向极化电子束极化度 P_L 的大小及方向。这种效应可以经典地理解，如图 8.27 所示。

设 $\mathbf{l}$ 为电子相对于散射原子核的轨道角动量。在电子坐标系中看，趋近的原子核相当于一正电流。两侧电流在电子处产生磁

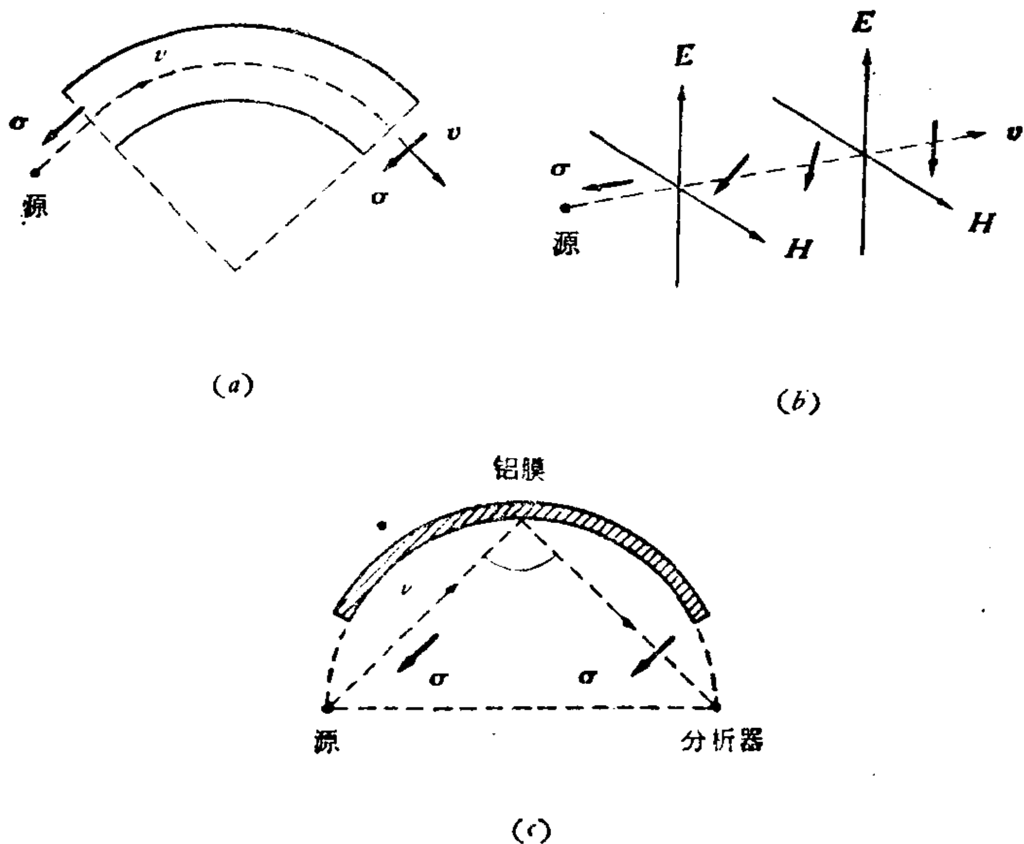


图 8.26　将β衰变的纵向极化电子束变成横向极化电子束的三种方法
(a) Frauenfelder 等 (1957), (b) Cavanagh 等 (1957), (c) De Shalit 等 (1957)

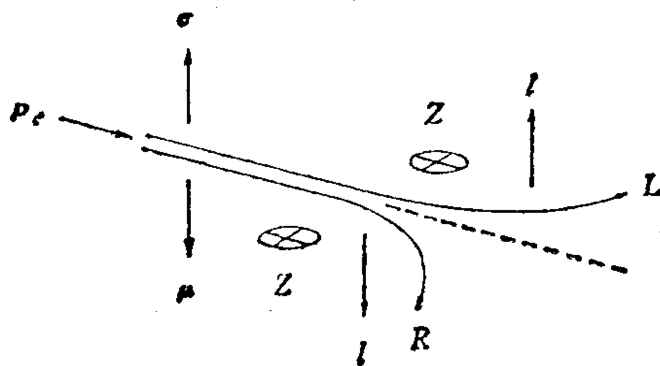


图 8.27　横向极化电子被原子核 (Z) 散射情况

场 **H** 都和各自的角动量方向 **l** 一致. 电子磁矩 $\boldsymbol{\mu}$ 的方向与其自旋 $\boldsymbol{\sigma}$ 方向相反. 因此,如果 **l** 和 $\boldsymbol{\sigma}$ 平行, 则磁能 $\boldsymbol{\mu}\cdot\mathbf{H}$ 为正(即斥力). 如果 **l** 和 $\boldsymbol{\sigma}$ 反平行,则磁能 $\boldsymbol{\mu}\cdot\mathbf{H}$ 为负(即引力). 因此, 当 $\mathbf{l}\cdot\boldsymbol{\sigma}$ 为负时, 由轨道-自旋耦合产生的磁能加在原有的电作用之上,而使向右散射的粒子比向左散射的粒子多. 将左、右不对称的

情况进行刻度后，可用以测定电子横向极化度.

1957—1958 年之间，很多实验室对 β 射线极化性质进行了研究. 可以直接测量电子纵向极化度，不一定需要先将其变成横向极化后再测. 例如，有人利用电子停止在吸收体内时，朝前的高能韧致辐射 γ 光子圆极化方向和原来电子的极化方向一致的关系，测量电子纵向极化问题.

8.3.4 宇称不守恒与中微子

具体哪些原因导致弱作用中宇称不守恒呢？我们看到，在 β 衰变中，宇称破坏表现为有不为零的赝标量 ($\langle \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}e \rangle \neq 0$). 但其实质究竟是什么呢？对中微子的性质进行研究会有助于我们对此问题的理解.

1. 二分量中微子理论

对于自旋为 1/2 的高能粒子(电子、核子)，需要用相对论狄拉克方程式来描写，附录 B 简单地介绍了狄拉克方程式:

$$\left(\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial X_\mu} + m\right)\psi = 0 \tag{8.133}$$

及其波函数 ψ 的解. ψ 有四个分量，两个分量对应于粒子的两个自旋状态，另外两个分量对应于其反粒子的两个自旋状态. 这四个分量不可分割地联系在一起，写成矩阵形式时为

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{pmatrix}, \quad \psi^+ = (\psi_1^* \psi_2^* \psi_3^* \psi_4^*), \tag{8.134}$$

中微子自旋为 1/2，质量为零. 对于它，狄拉克方程式可以简化为惠勒 (Weyl) 方程:

$$\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial X_\mu}\psi = 0, \tag{8.135}$$

或写成

$$\frac{\partial}{\partial X_4} = -\gamma_\kappa \frac{\partial}{\partial X_\kappa} \qquad \kappa = 1、2、3. \tag{8.136}$$

可以证明

$$\gamma_\kappa = i\gamma_4\gamma_5\hat{\sigma}_\kappa, \tag{8.137}$$

其中 $\hat{\sigma}_\kappa$ 是用泡利矩阵表示的一组 4 × 4 矩阵，

$$\hat{\sigma}_\kappa = \begin{pmatrix} \sigma_\kappa & 0 \\ 0 & \sigma_\kappa \end{pmatrix}. \tag{8.138}$$

因此，由 (8.135)，(8.136)，(8.137) 等式有

$$\frac{\partial\psi}{\partial X_4} = -i\gamma_5\hat{\sigma}_\kappa\frac{\partial\psi}{\partial X_\kappa} = -i\hat{\sigma}_\kappa\gamma_5\frac{\partial\psi}{\partial X_\kappa}, \tag{8.139}$$

和

$$\frac{\partial\gamma_5\psi}{\partial X_4} = -i\hat{\sigma}_\kappa\frac{\partial\psi}{\partial X_\kappa}, \tag{8.140}$$

其中使用了 $\gamma_5^2 = 1$ 和 $\gamma_5\hat{\sigma}_\kappa = \hat{\sigma}_\kappa\gamma_5$ 等关系式. 将 (8.139) 和 (8.140) 两式相加和相减，代入 $x_4 = it$ 后得到

$$i\frac{\partial}{\partial t}[(1+\gamma_5)\phi_\nu] = i\hat{\sigma}_\kappa\frac{\partial}{\partial X_\kappa}[(1+\gamma_5)\phi_\nu], \tag{8.141}$$

$$i\frac{\partial}{\partial t}[(1-\gamma_5)\phi_\nu] = -i\hat{\sigma}_\kappa\frac{\partial}{\partial X_\kappa}[(1-\gamma_5)\phi_\nu], \tag{8.142}$$

其中 ϕ_ν 是质量为零的粒子波函数. $(1\pm\gamma_5)\phi_\nu$ 是能量算符 $i\frac{\partial}{\partial t}$ 的平面波本征态，其能量本征值为

$$E = -\boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{p}, \text{ 如波函数为 } (1+\gamma_5)\phi_\nu = \phi_\nu, \tag{8.143}$$

$$E = +\boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{p}, \text{ 如波函数为 } (1-\gamma_5)\phi_\nu = x_\nu, \tag{8.144}$$

其中 $\boldsymbol{\sigma}$ 为自旋算符，对于中微子有 $E = |\mathbf{p}|$. 因此状态 $\phi_\nu = (1+\gamma_5)\phi_\nu$ 表示具有螺旋性的粒子:

$$H = \frac{\boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{p}}{|\mathbf{p}|} = -1. \tag{8.145}$$

状态 $x_\nu = (1-\gamma_5)\phi_\nu$ 则表示具有螺旋为 +1 的粒子:

$$H = \frac{\boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{p}}{|\mathbf{p}|} = +1. \tag{8.146}$$

惠勒方程给出可能有两种螺旋性的中微子 $H = +1$ 或 -1. 但实验上发现，自然界中只有左旋的中微子(和右旋的反中微子)，

没有右旋的中微子(和左旋的反中微子). 因此我们只需要用波函数 ϕ_ν 表示中微子. 波函数 x_ν 表示的粒子在我们了解的自然界中不存在,应予舍弃. 就是说,只有惠勒方程(8.141)式反映了我们自然界的实际情况. 这就是李政道,杨振宁,朗道 (Landau) 和萨拉姆 (A. Salam) 等分别独立提出的二分量中微子理论.

对有质量的费米子,如质子,需要用狄拉克方程式,其波函数解具有四个分量,相互联系不可分割,其中两个分量的螺旋性本征值为 $H=+1$, 为右旋状态,另两个分量 $H=-1$, 为左旋状态. 现实中的质子螺旋性为 $H=\pm v/c$, 它是 $H=\pm 1$ 两波函数的线性组合. 质子波函数可以写成包括左旋质子、右旋质子、左旋反质子,右旋反质子的四个分量旋量.

$$p=\begin{pmatrix} p_L \\ p_R \\ \bar{p}_L \\ \bar{p}_R \end{pmatrix} \tag{8.147}$$

进行空间反演时,左旋和右旋对换,但粒子和反粒子不对换:

$$p_L \xrightarrow{P} p_R \qquad \bar{p}_L \xrightarrow{P} \bar{p}_R$$

2. 中微子螺旋性的测定

波函数 ϕ_ν 描写左旋中微子和右旋反中微子,相反, x_ν 描写右旋中微子和左旋反中微子,

$$\phi_\nu=\begin{pmatrix} \phi_{左} \\ \vdots \\ \vdots \\ \bar{\phi}_{右} \end{pmatrix}, \qquad x_\nu=\begin{pmatrix} \vdots \\ x_{右} \\ \bar{x}_{左} \\ \vdots \end{pmatrix}. \tag{8.148}$$

在我们世界中,中微子需要用 ϕ_ν 描写而不能用 x_ν 描写,这是靠实验确定的. 高德哈伯等人 (Goldhaber. Grodzins 及 Sunyar) 1958 年作过这方面实验,具体方法是考虑反应:

$$e^-+A\rightarrow B^*+\nu_e\rightarrow B+\gamma+\nu_e \tag{8.149}$$

假定原子核 A 的自旋为零,经 K 捕获后变为一个自旋为 1 的激发态 B^*. 退激发后 B 核自旋为零. 可以证明,只有光子和中微子向相反方向运动时,产生 B^* 的共振条件才能够满足.

现在我们考虑 J_z 守恒的问题．光子自旋为 1，静质量为零，决定了 $J_z = \pm 1$（不存在 $J_z = 0$ 的光子）．取中微子发射方向为 z 轴如果中微子是左旋的（$H = -1$），它具有 $J_z = -\frac{1}{2}$．总的 J_z 守恒要求（8.149）式（图8.28a）中有

$$J_z: \quad \frac{1}{2} + 0 \to 0 + \left(-\frac{1}{2}\right) + 1 \qquad (8.150)$$

即 γ 光子的 J_z 必须为 1．因光子是向 z 轴负方向运动的，即光子的螺旋性为负——和中微子的螺旋性相同．

另一方面，如果中微子是右旋的（$H = +1$），其 $J_z = +\frac{1}{2}$，总 J_z 守恒要求（见图 8.28 (b)）

$$J_z: \quad -\frac{1}{2} + 0 \to 0 + \frac{1}{2} - 1, \qquad (8.151)$$

这时光子有正螺旋性，又和中微子的螺旋性一样．因此，无论中微子的螺旋性为正或为负，这类反应中发射的光子和中微子的螺旋性总是一样的．光子的螺旋性比中微子的螺旋性容易测量，因此设法测出光子的螺旋性，即可知道中微子的螺旋性．

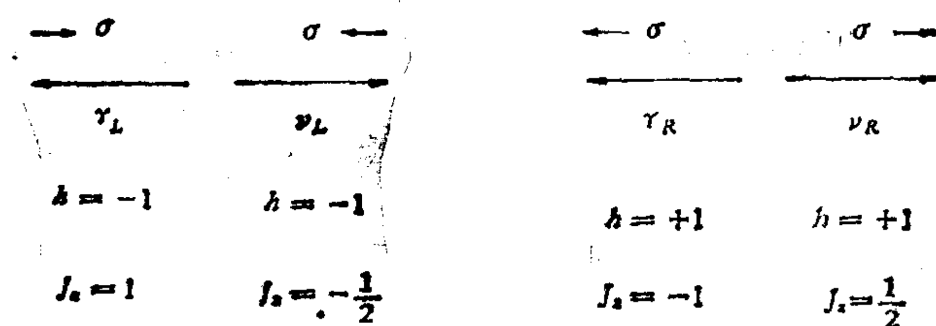
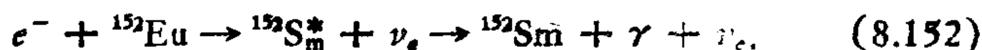


图 8.28　测定中微子螺旋性的实验中，原子核发射出来的中微子及光子自旋和运动方向

1958 年高德哈伯等选用 ^{152}Eu 原子核进行这一实验．^{152}Eu 原子核的自旋、宇称为 $J^p = 0^-$，在进行 K 捕获时，产生激发态 $^{152}S_m^*$，

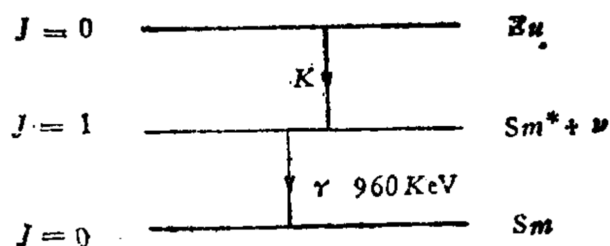


$$e^- + {}^{152}Eu \to {}^{152}S_m^* + \nu_e \to {}^{152}Sm + \gamma + \nu_e. \qquad (8.152)$$

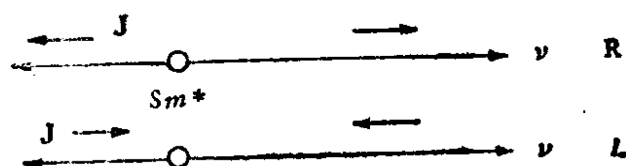
激发态 $^{152}S_m^*$ 的自旋、宇称为 $J^p = 1^-$，见图 8.29 (a)，发射 γ 光子后，衰变到 O^+ 基态，符合(8.149)式的自旋要求．为了保证角动

量守恒，$^{152}S_m^*$ 的自旋 J 必须与中微子自旋方向相反，因此反冲核 $^{152}S_m^*$ 的纵向极化与中微子相同，见图 8.29 (b).

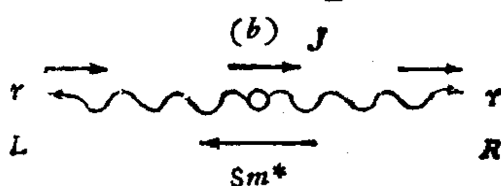
在 $^{152}S_m^*$ 衰变成 $^{152}Sm+\gamma$ 的过程中，沿 $^{152}S_m^*$ 飞行方向向前(向后)发射的 γ 射线，具有和中微子相同（相反）的极化方向，如图 8.29 (c)，所示，因此选择向前发射的 γ 射线，能够反映中微子的极化情况.



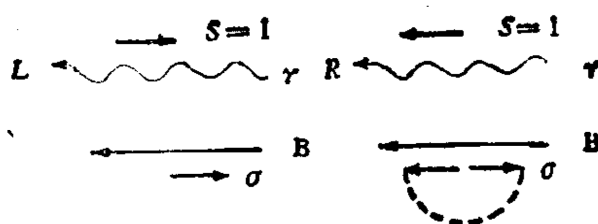
(a)



(b)



(c)



(d)

图 8.29　高德哈伯等测定中微子螺旋性的实验中几个主要步骤

测定γ射线为左旋或右旋偏振时，可以让此γ射线穿透一层磁化铁，如果磁化铁中电子自旋方向与此γ射线极化方向相同，则电子自旋不会翻转．反之，如果电子自旋和γ射线极化方向相反，则电子可能吸收光子的单位角动量，而使自己的自旋翻转方向(8.29d)．因此利用电流倒向，改变磁化铁中磁场$\mathbf{B}$的方向，观察γ射线与物质作用的情况，即可以判断其极化方向．实验测出这时发射的光子具有负螺旋性．从而可以肯定中微子是具有负螺旋性的左旋粒子．

3. 中微子与 P、C、CP 守恒的关系

根据二分量中微子理论，只有左旋中微子，没有右旋中微子；只有右旋反中微子，没有左旋反中微子．正是中微子的这种性质，破坏了宇称守恒定律．因为在空间反演中，

$$\nu_L \xrightarrow{P} (-\nu_R); \quad \tilde{\nu}_R \xrightarrow{P} (-\tilde{\nu}_L)$$

将自然界中存在的左旋中微子变换成为自然界中不存在的右旋中微子了，因而包括中微子或反中微子的各种过程，宇称守恒定律肯定要受到破坏．

另一方面，考虑电荷共轭变换时，情况也相似．电荷共轭算符C，改变粒子为其反粒子，而不改变其螺旋性．中微子波函数经过电荷共轭变换C后，也会变成现实世界中不存在的状态．如，

$$\nu_L \xrightarrow{C} (\tilde{\nu}_L); \quad \tilde{\nu}_R \xrightarrow{C} (\nu_R),$$

可以预期，在β衰变等有中微子参与的过程中，电荷共轭变换C也不会守恒，电荷共轭对称性也是被破坏了的．根据宇称不守恒，我们有可能区分左、右的差异．根据电荷共轭不守恒，我们可以区分正、反粒子的差异．

在进行 CP 联合反演时，情况就不同了：

$$\nu_L \xrightarrow{CP} \tilde{\nu}_R; \quad \tilde{\nu}_R \xrightarrow{CP} \nu_L$$

即将“左”换为“右”时，并将“正”换为“反”．这样同时进行 CP 两者的联合变换，则始态和末态都是现实世界中存在的状态．因此，在β衰变中 CP 联合反演是守恒的．

实际上进行空间反演（P）和电荷共轭（C）变换的顺序是无关的． 例如，对 Co^{60} 衰变过程（$Co^{60} \rightarrow Ni^{60} + e^- + \tilde{\nu}_e$），如图 8.25 所示，先进行电荷共轭变换，见图 8.30 (b)，然后进行空间反演；或先进行空间反演，见图 8.30 (c)，然后进行电荷共轭变换，所得结果见图 8.30 (d) 都是现实世界中可能存在的实际情况，因此 CP 联合反演是守恒的．而图 8.30 (b) 和图 8.30 (c) 等中间过程，由于出现运动方向和自旋方向一致(右旋)的中微子，或运动方向和自旋方向相反(左旋)的反中微子，都是自然界中不存在的．因此分别的 C 变换或 P 变换都是不守恒的．

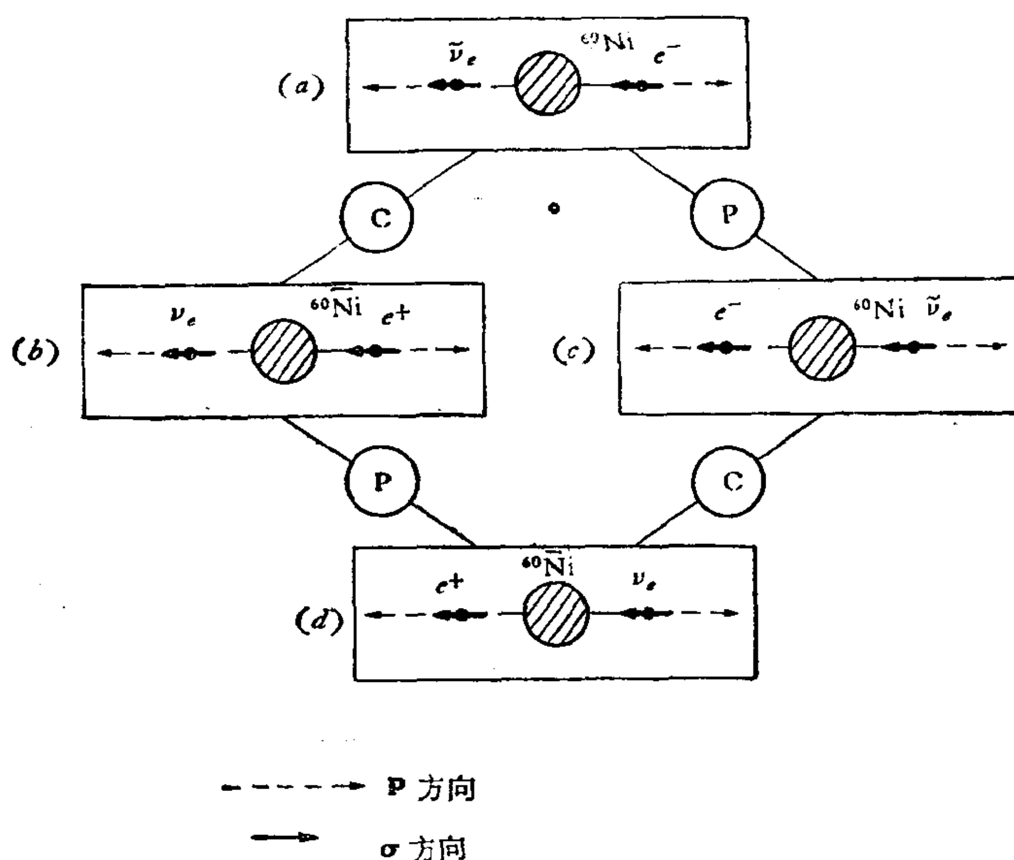


图 8.30 对 Co^{60} β 衰变过程进行 C 变换，P 变换及 CP 联合变换后得到的各种状态

轻子数守恒定律中规定，电子和中微子为正轻子（$L_e = L_{\nu_e} = +1$），正电子和反中微子为反轻子（$L_{e^+} = L_{\tilde{\nu}_e} = -1$）．轻子数守恒和二分量理论要求中微子具有等于零的静止质量，因为如果中微子的质量不为零，则其速度应低于光速，这时就可能被赶

过．赶过它的观察者将看到中微子的动量反号，而自旋则不会反号．按照二分量中微子理论，赶过中微子的观察者，将把中微子看成是反中微子．这就违反了轻子数守恒定律，这是不允许的．因此要求一定不能赶过中微子，即中微子必须以光速运动才行，那么中微子的静质量应为零．

但最近又有理论认为中微子的质量不是零．哪种理论正确，要靠实验检验，我们将在第十一章中介绍．目前人们进行的中微子质量测量或中微子振荡等方面实验，如果证实了中微子有质量，那么二分量中微子理论就要作必要的修正．

β 衰变中宇称不守恒现象可以用中微子现象解释．但在没有中微子参加的非轻子衰变，如 $K \to 2\pi$，$\Lambda \to \mathrm{p}\pi^-$ 等过程中，宇称为什么也不守恒，这仍然是个迷．

8.3.5 $\pi \to \mu \to e$ 衰变链中宇称不守恒问题

$$\begin{aligned} \pi^+ &\to \mu^+ + \nu_\mu \\ &\quad \hookrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu. \end{aligned} \tag{8.153}$$

$\pi \to \mu \to e$ 衰变链中，每个阶段都存在宇称不守恒问题．实验证明，在 $\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$ 衰变中，存在赝标量 $\langle \boldsymbol{\sigma}_\mu \cdot \mathbf{p}_\mu \rangle$ 不为零的项，即存在 μ^+ 介子的纵向极化现象，说明宇称守恒定律被破坏．中微子是左旋的，根据角动量守恒定律，μ^+ 介子极化方向也应该是左旋的（图 8.31）．

在适当介质中，纵向极化的 μ^+ 介子慢化时自旋方向不变，μ^+

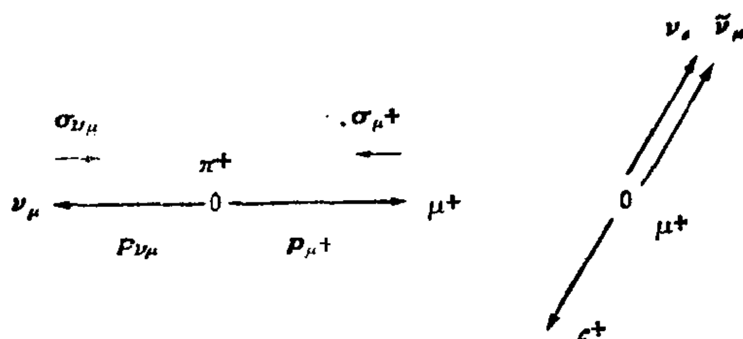


图 8.31 $\pi \to \mu \to e$ 衰变链

介子停止后，在衰变前仍保持极化状态．如果衰变过程宇称不守恒，则相对于这一极化方向，亦即 μ^+ 介子原来的运动方向，衰变出来的正电子 e^+ 应有前后不对称性，也就是说存在有赝标量 $\langle \boldsymbol{\sigma}_\mu \cdot \mathbf{p}_\mu \rangle$ 不为零的数值．

费里德曼（J. I. Friedman）等人，在吴剑雄完成 β 衰变宇称不守恒实验后的几天，即测出这种不对称性，说明在 $\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$ 及 $\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$ 两个过程中，都有宇称不守恒的现象．

8.3.6 Λ 衰变中的宇称破坏

宇称不守恒是弱作用过程的普遍性质，不仅仅和轻子过程相联系．除 τ-θ 疑难外，另一个非轻子衰变的例子是 Λ 非轻子衰变．Λ 的主要衰变方式为

$$\Lambda \to \pi^- + \mathrm{p}, \quad \Lambda \to \pi^0 + \mathrm{n}. \tag{8.154}$$

在这种过程中，没有中微子参加，宇称守恒同样受到了破坏（Λ 超子也有 β 衰变，$\Lambda \to \mathrm{p} + e^- + \tilde{\nu}_e$，但几率很小）．可以利用协同产生过程

中产生的 Λ 超子，研究其衰变情况，检验宇称不守恒问题．

$$\pi^- + \mathrm{p} \to \Lambda + K^0, \tag{8.155}$$

实验证明在这种强作用产生过程中，Λ 超子一般是极化了的．强作用中宇称守恒意味着 Λ 极化时，其自旋 $\boldsymbol{\sigma}$ 垂直于其产生平面，

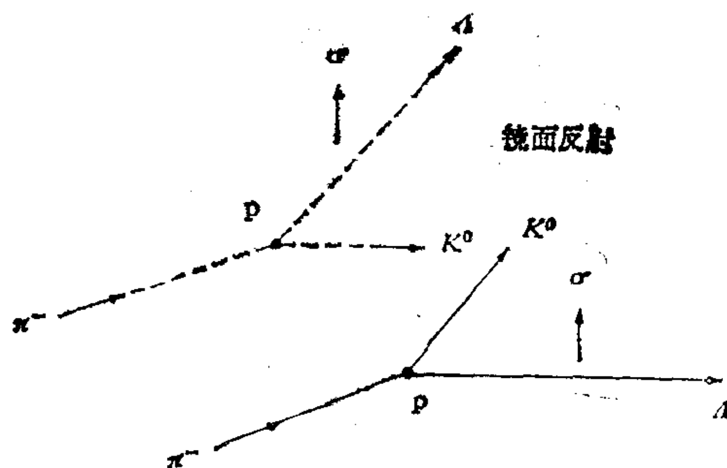


图 8.32 $\pi^- + \mathrm{p} \longrightarrow \Lambda + K^0$ 强作用过程中产生的 Λ 超子横向极化，在空间反演下具有不变性

即 $\boldsymbol{\sigma}\propto(\mathbf{p}_\pi\times\mathbf{p}_\Lambda)$，在空间反演时，不改变符号，见图 8.32.

由实验可知，入射 π^- 介子动量比 1 GeV 大一些时，π^-p 反应中产生的 Λ 超子平均横向极化度约为

$$P=\frac{(N\uparrow-N\downarrow)}{(N\uparrow+N\downarrow)}\approx0.7\cdots. \qquad (8.156)$$

对于 Λ 衰变过程 (8.154)，定义 $\boldsymbol{\sigma}$ 的方向为 Λ 静止坐标系的 z 轴方向 (图 8.33). 在此系统中，衰变出的 π 介子及质子按角度 (θ,φ) 的分布取决于其轨道角动量 l.

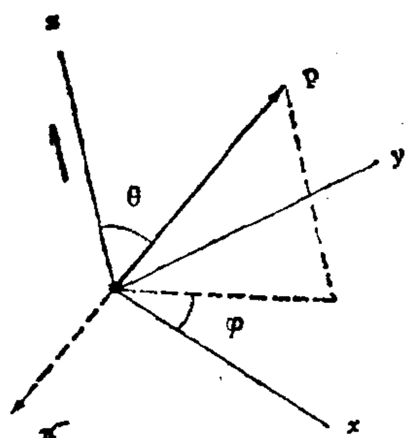


图 8.33 Λ 衰变时坐标轴及方向的选择

$\Lambda\to$ p $+\pi^-$ 衰变过程中，宇称不守恒表现在衰变出来的 π^- 介子相对于 Λ 产生平面向上、向下发射几率的不对称性. Λ 产生平面是由入射 π^- 介子动量和产生的 Λ 超子动量决定的平面，K^0 介子动量也在此平面之中. 令 $\mathbf{p}_{\pi入}$，$\mathbf{p}_\Lambda$ 和 $\mathbf{p}_{\pi出}$ 分别代表入射 π^- 介子，Λ 超子及衰变出的 π^- 介子动量，我们定义下列三个动量乘积的赝标量数值：

$$(\mathbf{p}_{\pi入}\times\mathbf{p}_\Lambda)\cdot\mathbf{p}_{\pi^-出}>0$$

为衰变出来的 π^- 介子发射到 Λ 产生平面向上的方向. 而

$$(\mathbf{p}_{\pi入}\times\mathbf{p}_\Lambda)\cdot\mathbf{p}_{\pi^-出}<0$$

为衰变出来的 π^- 介子发射到 Λ 产生平面向下的方向 (图 8.34).

实验结果表明，Λ 衰变出来的 π^- 介子发射到向上方向的几率比向下方向的几率大. 例如，1957 年 Eisler 等测到，动能在 910—1300 MeV 区间的入射介子产生极化 Λ 超子. Λ 衰变时发射的 π^- 介子是向上的 π^- 数目 $=158$；向下的 π^- 数目 $=105$，并给出 $\alpha P=0.7$. 这明显地说明，Λ 衰变过程中宇称是不守恒的. 图 8.34 中的镜象与现实不一致，也说明了宇称的破坏.

可以用分波法分析一个宇称破坏的来源. Λ 和 P 的自旋都是 1/2，因此 $\Lambda\to$ p $+\pi^-$ 衰变末态的轨道角动量可以为 $l=0$(S

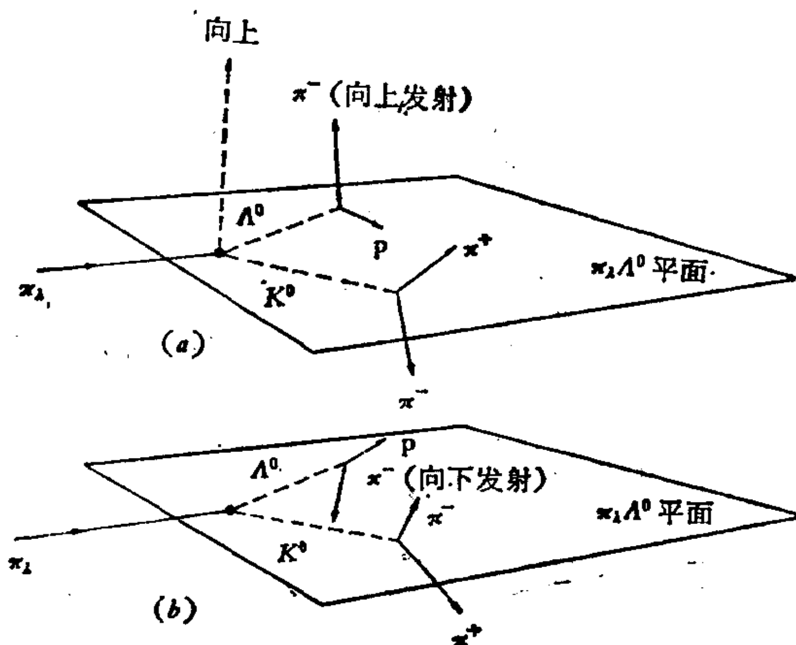


图 8.34 产生后衰变出的 π^- 介子上、下不对称性

波)或 $l=1$(P 波)，这两种状态的宇称不同．如果衰变中宇称不守恒，则两种状态都可能存在于末态之中．

假设初态 Λ 的 $J_z=\frac{1}{2}$，则末态（p，π^-）的总 J_z 仍应为 $\frac{1}{2}$．对于 $l=0$ 的 S 波，其波函数应有

$$\phi_S=\alpha_S y_{00}\times\left(\frac{1}{2},\ \frac{1}{2}\right), \tag{8.157}$$

其中 α_S 是衰变中 S 波的振幅．

y_{00} 是 $l=0$，$m=0$ 的 S 波空间部分波函数，

$X\left(\frac{1}{2},\ \frac{1}{2}\right)$ 是质子波函数，其 $S=\frac{1}{2}$，$m_S=\frac{1}{2}$．

对于 $l=1$ 的 P 波，其波函数应为

$$\phi_P=\alpha_P\left[\sqrt{\frac{2}{3}}\ y_{11}X\left(\frac{1}{2},-\frac{1}{2}\right)-\sqrt{\frac{1}{3}}\ y_{10}X\left(\frac{1}{2},\ \frac{1}{2}\right)\right], \tag{8.158}$$

其中 y_{lm} 是球谐函数．已知，

$$y_{00}=\frac{1}{\sqrt{4\pi}},\ y_{10}=\sqrt{\frac{3}{4\pi}}\cos\theta,\ y_{11}=-\sqrt{\frac{3}{8\pi}}\sin\theta e^{i\varphi}, \tag{8.159}$$

则

$$\psi_S = \frac{\alpha_S}{\sqrt{4\pi}} X\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right),$$

$$\psi_P = -\frac{\alpha_P}{\sqrt{4\pi}}\left[\sin\theta e^{i\varphi}X\left(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\right) + \cos\theta X\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right)\right]. \tag{8.160}$$

末态总波函数应为

$$\psi = \psi_S + \psi_P = \frac{1}{\sqrt{4\pi}}\left[(\alpha_S - \alpha_P\cos\theta)X\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right) - \alpha_P\sin\theta e^{i\varphi}X\left(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\right)\right]. \tag{8.161}$$

由于 $X\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right)$ 和 $X\left(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\right)$ 是正交的，强度分布应为

$$\psi^*\psi \propto |\alpha_S - \alpha_P\cos\theta|^2 + |\alpha_P|^2\sin^2\theta = |\alpha_S|^2 + |\alpha_P|^2 - 2Re(\alpha_S^*\alpha_P)\cos\theta. \tag{8.162}$$

将这个表示式写成 $1 + \alpha\cos\theta$ 的形式时，有

$$\alpha = -\frac{2Re(\alpha_S^*\alpha_P)}{|\alpha_S|^2 + |\alpha_P|^2}. \tag{8.163}$$

由于 Λ 并未完全极化，故此时 π 介子角分布可以写成

$$I(\theta) = 1 + \alpha P\cos\theta, \tag{8.164}$$

其中 P 为 Λ 的平均极化度，$|P|$ 小于 1，应随入射 π^- 介子能量不同而有所变化. α 称为 Λ 衰变中 π 介子（或质子）相对于 Λ 产生平面向上、向下的不对称参数. θ 是衰变出来的 π^- 介子动量与 Λ 自旋方向间的夹角. 由(8.163)式可见，宇称破坏来自 S 波(偶宇称)和 P 波(奇宇称)的干涉项.

§8.4 K^0-K^0 系 统

8.4.1 中性 K 介子的产生和衰变

以前提到过有两种中性 K 介子，K^0 和 $\bar{K}^0$ 互为反粒子. K^0 的奇异量子数为 $+1$，$\bar{K}^0$ 的奇异量子数为 -1. 因此一种中性 K 介子能引起的强作用过程，而另一种 K 介子则不能引起.

例如，

$$\left.\begin{array}{ll} K^0 + p \to K^+ + n, & \overline{K^0} + p \not\to K^+ + n \\ K^0 + n \not\to K^- + p, & \overline{K^0} + n \to K^- + p \\ K^0 + n \not\to \pi^+ + \Sigma^-, & \overline{K^0} + n \to \pi^+ + \Sigma^- \end{array}\right\}. \tag{8.165}$$

同时 K^0 和 $\overline{K}^0$ 也产生于不同的反应过程之中，如，

$$\left.\begin{array}{r} p + n \to p + \Lambda + K^0 \\ S = 0 + 0 \to 0 - 1 + 1 \\ K^- + p \to \overline{K^0} + n \\ S = -1 + 0 \to -1 + 0 \end{array}\right\}. \tag{8.166}$$

我们考虑对中性K介子进行电荷共轭C和空间反演P的变换，令 ψ_{K^0} 和 $\psi_{\overline{K^0}}$ 为描写静止 K^0 和 $\overline{K^0}$ 的波函数，由于K介子具有奇本征字称，

$$P\psi_{K^0} = -\psi_{K^0}, \tag{8.167}$$

$$P\psi_{\overline{K^0}} = -\psi_{\overline{K^0}}. \tag{8.168}$$

电荷共轭C是以反粒子代替粒子，即将 $|\psi_{K^0}|^2$ 变成 $|\psi_{\overline{K^0}}|^2$.

$$|C\psi_{K^0}|^2 = |\psi_{\overline{K^0}}|^2, \tag{8.169}$$

$$|C\psi_{\overline{K^0}}|^2 = |\psi_{K^0}|^2; \tag{8.170}$$

故

$$C\psi_{K^0} = \eta\psi_{\overline{K^0}}, \tag{8.171}$$

其中 η 为复数. $|\eta| = 1$, ψ_{K^0} 和 $\psi_{\overline{K^0}}$ 的相对相角经常取成

$$CP\,\psi_{K^0} = \psi_{\overline{K^0}}, \tag{8.172}$$

$$CP\,\psi_{\overline{K^0}} = \psi_{K^0}. \tag{8.173}$$

ψ_{K^0} 和 $\psi_{\overline{K}^0}$ 不是 CP 的本征态，但状态

$$\psi_{K_1^0} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_{K^0} + \psi_{\overline{K^0}}), \tag{8.174}$$

$$\psi_{K_2^0} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_{K^0} - \psi_{\overline{K^0}}), \tag{8.175}$$

是归一化了的 CP 本征函数；

$$CP\,\psi_{K_1^0} = +\psi_{K_1^0}. \tag{8.176}$$

$$CP\,\psi_{K_2^0} = -\psi_{K_2^0}. \tag{8.177}$$

前面提到 β 衰变中 CP 联合反演守恒问题，如果弱作用中均

有 CP 守恒，则 K_1^0 不应衰变到 CP = −1 的状态，同样 K_2^0 不应衰变到 CP = +1 的状态，即 K_1^0 和 K_2^0 应具有不同的衰变方式。例如，2π 系统的 CP 宇称为 +1，3π 系统的 CP 宇称为 −1，因而 K_2^0 只能衰变成三个 π 介子，不能衰变成两个 π 介子。下面证明这一点：

首先考虑在质心系中两个 π^0 介子的系统，由于 π 介子的本征宇称为 −1，宇称算符的效应只是交换两个 π 介子，而两个 π^0 介子是全同玻色子，波函数不因这一交换改变符号。若将两个 π^0 介子波函数写成 $\phi(\pi^0, \pi^0)$，则

$$P\phi(\pi^0, \pi^0) = +\phi(\pi^0, \pi^0). \tag{8.178}$$

因 π^0 的反粒子就是它自己，故

$$CP\,\phi(\pi^0, \pi^0) = +\phi(\pi^0, \pi^0), \tag{8.179}$$

即两个 π^0 介子的系统 CP 变换为 +1。再考虑质心系中一个 π^+ 和一个 π^- 的系统。宇称算符是交换两个 π 介子，

$$P\,\phi(\pi^+, \pi^-) = +\phi(\pi^-, \pi^+). \tag{8.180}$$

因 π^+ 和 π^- 互为反粒子，因而有

$$CP\,\phi(\pi^+, \pi^-) = C\,\phi(\pi^-, \pi^+) = +\phi(\pi^+, \pi^-), \tag{8.181}$$

所以两 π 介子系统具有 CP = +1，只有 K_1^0 能衰变成两个 π 介子：

$$K_1^0 \to \pi^0 + \pi^0, \tag{8.182}$$

$$K_1^0 \to \pi^+ + \pi^-; \tag{8.183}$$

K_1^0 的平均寿命为 0.86×10^{-10}s。

同样可以证明，三个 π 介子系统具有 CP = −1。例如考虑在质心系中的 π^+，π^-，π^0 系统。设 π^+ 和 π^- 之间的相对轨道角动量为 L，π^0 相对于 $\pi^+\pi^-$ 系统的轨道角动量为 l，参看图 4.8，则

$$\begin{aligned} P\phi(\pi^+, \pi^-, \pi^0) &= (-1)^3(-1)^{L+l}\phi(\pi^+, \pi^-, \pi^0) \\ &= (-1)^{L+l+1}\phi(\pi^+, \pi^-, \pi^0), \\ C\,\phi(\pi^+, \pi^-, \pi^0) &= \phi(\pi^-, \pi^+, \pi^0) = (-1)^L\phi(\pi^+, \pi^-, \pi^0). \end{aligned} \tag{8.184}$$

所以

$$\begin{aligned}\mathrm{CP}\,\phi(\pi^+,\pi^-,\pi^0)&=(-1)^{2L+l+1}\phi(\pi^+,\pi^-,\pi^0)\\&=(-1)^{l+1}\phi(\pi^+,\pi^-,\pi^0).\end{aligned}\tag{8.185}$$

因K介子自旋为零，在 $K\to 3\pi$ 衰变过程中L和l的最可能值为$L=l=0$，则

$$\mathrm{CP}\,\phi(\pi^+,\pi^-,\pi^0)=-\phi(\pi^+,\pi^-,\pi^0).$$

所以三个π介子的系统 $\mathrm{CP}=-1$，因而只有 K_2^0 可以衰变成三个π介子. K_2^0有如下的一些衰变方式:

$$\begin{aligned}K_2^0&\to\pi^0+\pi^0+\pi^0\\&\to\pi^++\pi^-+\pi^0\\&\to\pi^-+\mu^++\nu_\mu\\&\to\pi^++e^-+\tilde{\nu}_e,\end{aligned}\tag{8.186}$$

它的平均寿命为 5×10^{-8}s.

由于K_1^0和K_2^0的寿命相差很多，我们认为K_1^0和K_2^0是两种粒子,即中性K介子在产生过程中以K^0和$\bar{K}^0$方式出现,保持奇异数(S) 守恒;而在衰变过程中则以K_1^0和K_2^0方式出现，以保持CP守恒.

中性K介子可以用任何由K^0和$\overline{K^0}$线性叠加得到的两个正交状态描写,但这并不总是方便的. 通常在强作用中,用奇异粒子数确定的状态K^0和$\bar{K}^0$来描写，因这时奇异粒子数是守恒的. 而在弱相互作用中,则用 CP 确定的状态K_1^0和K_2^0来描写,因这时 CP是守恒量,用K^0和$\bar{K}^0$或用K_1^0和K_2^0描写中性K介子的性质,与用左旋和右旋园偏振光，或用x和y方向的平面偏振光描写光线是很相似的. 平面偏振光可以写成右旋及左旋园偏振光的线性叠加,考虑一束右旋偏振光沿z方向入射到一滤光片上,只允许x方向的偏振光通过,然后平面偏振光通过第二个滤光片,对左旋及右旋偏振光穿透效率不同,则末态光束不再是x方向的平面偏振光，而是也包含有y方向平面偏振的光线，它是在第二个滤光片中再生出来的. 这种情况和前面提到K^0介子的情况是相似的.

8.4.2 K^0 介子的再生现象和 K_1^0-K_2^0 的质量劈裂

K^0, $\bar{K}^0$ 和 K_1^0, K_2^0 分别是正交系,可相互写成展开式. 例如,由 $p+n\to p+\Lambda+K^0$ 过程产生的 K^0 介子束,由(8.174)(8.175)式可以写成

$$\psi_{K^0}=\frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_{K_1^0}+\psi_{K_2^0}). \tag{8.187}$$

因为 K_1^0 介子的两 π 衰变速率快,粒子束中有一半 K_1^0 形式很快衰变了,而另一半寿命较长,属于 K_2^0. 因此在中性 K 介子束流后一部分,所有 K_1^0 部分均衰变完了,见图 8.35 (a), 我们称之为"变了质"的束流.但我们由(8.175)式可以看到,如果让"变了质"的束流进行某种强相互作用,譬如说穿过一个靶,那么由于 K_2^0 束中的 K^0 和 $\bar{K}^0$ 奇异数不一样,与靶核的相互作用不相同(见8.165式),结果,从靶出射的束流中, K^0 和 $\bar{K}^0$ 成分将发生变化. 因此束流不再是纯的 K_2^0 束, K_1^0 又重新出现了,所以在靶后又能够再次看到两个

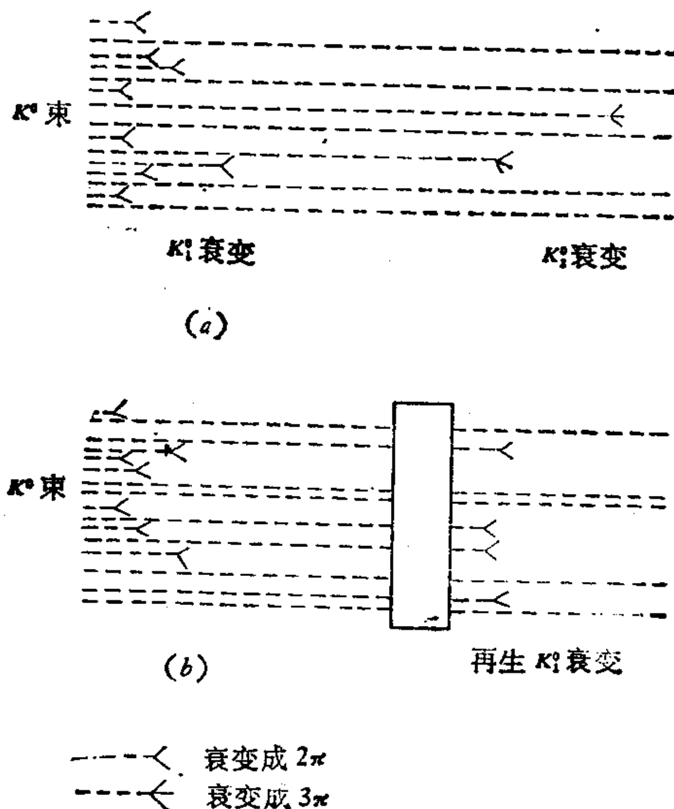


图 8.35 K^0 介子的再生现象

π 介子的衰变事例了，见图 8.35 (b)。

K^0 和 $\overline{K}^0$ 互为反粒子，质量严格相等．而 K_1^0 和 K_2^0 两状态不是电荷共轭态，其衰变方式和寿命不同，所以质量也不应相同．但由于弱作用不同所形成的质量差异不会很大（由于电磁作用不同，形成的质子、中子质量差约 2.5 eV），因而难以直接测量．1956 年垂曼（Treiman）等通过测量 K^0-$\overline{K}^0$ 强度的振荡，测出了 K_1^0 和 K_2^0 的质量差 $|\Delta m|$，我们知道，

$$\psi_{K^0} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_{K_1^0} + \psi_{K_2^0}),$$

$$\psi_{\overline{K^0}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_{K_1^0} - \psi_{K_2^0}),$$

其中 K_1^0 粒子波函数为 $\psi_{K_1^0} \simeq e^{-(im_1+\frac{\Gamma_1}{2})t}$；$m_1$，$E_1$ 和 Γ_1 分别为 K_1^0 的质量，总能量和全宽度．在 K_1^0 静止系中，$m_1/\hbar = E_1/\hbar = \omega_1$，为 K_1^0 粒子园频率；$\Gamma_1 = \hbar/\tau_1$，τ_1 为平均寿命．相似地有 $\psi_{K_2^0} \simeq e^{-(im_2+\frac{\Gamma_2}{2})t}$.

在 K^0 的静止坐标系中，t 时刻所包含的 K_1^0 分量振幅为

$$\alpha_1(t) = \alpha_1(0)e^{-(im_1+\frac{\Gamma_1}{2})t}. \tag{8.188}$$

K_2^0 的分量振幅为

$$\alpha_2(t) = \alpha_2(0)e^{-(im_2+\frac{\Gamma_2}{2})t}. \tag{8.189}$$

因为 $t=0$ 时为纯的 K^0 束，所以 $\alpha_1(0) = \alpha_2(0) = \frac{1}{\sqrt{2}}$．$t$ 时刻时，K^0 的强度为

$$I(K^0) = \left|\frac{\alpha_1(t) + \alpha_2(t)}{\sqrt{2}}\right|^2 = \frac{1}{4}\Big[e^{-\Gamma_1 t} + e^{-\Gamma_2 t} + 2\exp\left(-\frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{\sqrt{2}}t\right)\cos(\Delta m t)\Big]. \tag{8.190}$$

同样可求得 t 时刻 $\overline{K}^0$ 的强度为

$$I(\overline{K}^0) = \left|\frac{\alpha_1(t) - \alpha_2(t)}{\sqrt{2}}\right|^2$$

$$= \frac{1}{4}\left[e^{-\Gamma_1 t} + e^{-\Gamma_2 t} - 2\exp\left(-\frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{\sqrt{2}}t\right)\cos(\Delta m t)\right]. \tag{8.191}$$

可见 K^0 和 $\bar{K}^0$ 的强度随频率 Δm 振荡，见图 8.36，如果测得 $\bar{K}^0$ 作用事例随其离开 K^0 源距离变化的关系函数，就可求得 $|\Delta m|$ 的值．现在一般认为该值为

$$\Delta m \cdot \tau_1 = 0.477 \pm 0.002. \tag{8.192}$$

取 $\tau_1 = 0.86 \times 10^{-10}$s，则 $\Delta m = 3.52 \times 10^{-6}$eV．或质量比值

$$\frac{\Delta m}{m} = 0.7 \times 10^{-14}, \tag{8.193}$$

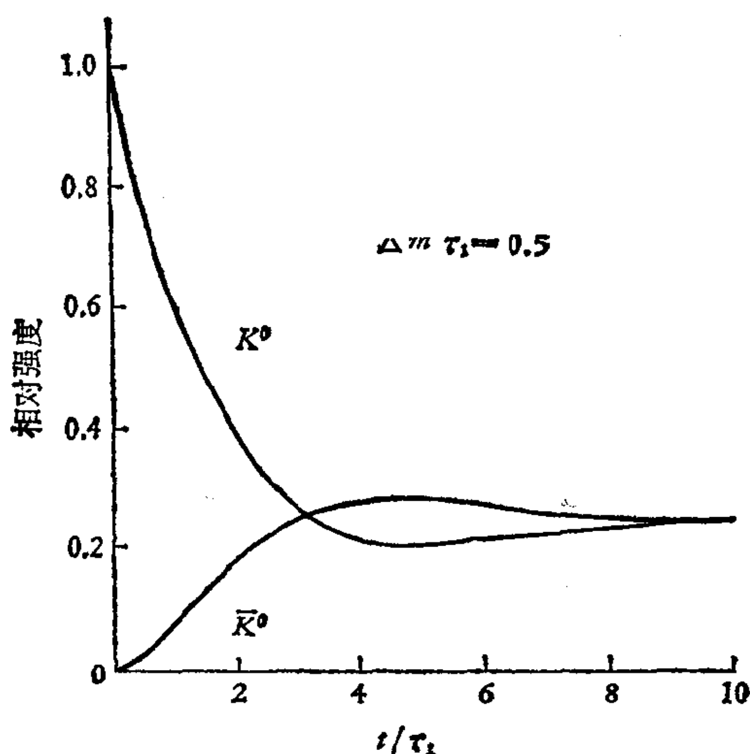


图 8.36　对一个纯 K^0 束流，由 (8.190) 和 (8.191) 式求得的 K^0 和 $\bar{K}^0$ 强度的振荡情况，设 $\Delta m \cdot \tau_1 = 0.5$

Δm 的符号由下面所讲的干涉实验来确定．

设由反应 $\pi^- + p \to K^0 + \Lambda$ 或 $K^+ + n \to p + K^0$ 产生一个纯的 K^0 束，经过一段时间后(该时间比 τ_1 要短一些)，K^0 中的 K_1^0 分量将减少一些，这时让其通过一个产生靶，在靶出射边，束流

中将包含透射的 K_1^0，以及 K_2^0 通过和靶的相互作用产生的 K_1^0. Δm 的值就可以通过研究这两部分 K_1^0 波的干涉效应确定[请参阅 W. A. Mehlhop 等，*Proc. Intern. Conf. of High Energy Phys, Berkeley*, 1966]. 实验结果给出 Δm 为正值，即 $m_2 > m_1$，K_2^0 的质量比 K_1^0 要大一些.

根据图 8.37，可以粗略地估计 Δm 值. 由图 8.37，可以认为，弱作用产生的质量贡献应该正比于 G^2（更高次方可以忽略）. 对于两个均为 $|\Delta S| = 1$ 的跃迁，考虑卡比玻理论，应该用 $G^2\sin^2\theta_c$ 代替 G^2，其中 θ_c 为卡比玻角. 已知弱作用耦合常数 $G = 10^{-5}/M_p^2$，根据因次分析需要引入质量项，选择 K 介子质量应该是合理的. 因此估计出

$$\Delta m_K \text{（对于 } |\Delta S| = 1 \text{ 的过程）} \simeq G^2 \sin^2\theta_c m_k^5$$
$$= 10^{-13} m_K = 10^{-4}\text{eV}, \tag{8.194}$$

这一结果和 (8.193) 式实验值相差一个数量级.

用相似的方法还可以估计出在 K^0 和 $\overline{K}^0$ 之间可能存在的 $\Delta S = 2$ 的直接跃迁过程耦合强度的粗略值. 如果用 fG 表示这种耦合的强度，有

$$\Delta m_K \text{（对于 } \Delta S = 2 \text{ 的过程）} \cong fGm_k^3 = 10^3 f\text{eV},$$

和实验 Δm 值相比较，可以定出 $f \leqslant 10^{-8}$. 这种超弱相互作用，可能和下述 CP 破坏有关.

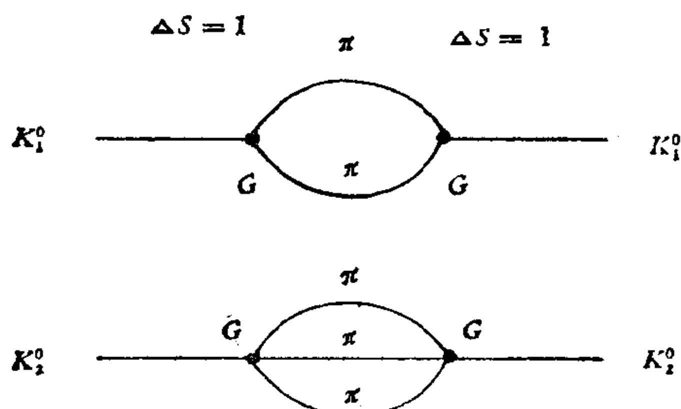


图 8.37 K_1^0, K_2^0 粒子"弱"质量产生示意图

8.4.3 K^0 衰变中的 CP 破坏

1964 年克里斯坦森(J. H. Christenson)等人在离 K^0 介子产生地5.7 ft 处,发现仍有极少数的 2π 衰变事例. 由于 K_1^0 的寿命很短,在很远于 $c\tau=2.509$ cm的地方,应该都衰变光了,在 5.7ft 处应为纯 K_2^0 束. 发现有两 π(CP = + 1)衰变的情况意味着弱相互作用中, CP 守恒受到破坏,即在弱相互作用中,不存在空间反演和电荷共轭联合不变性. 由于这种 CP 不变性的破坏,可以认为其长寿命和短寿命的分量不再严格为 K_2^0 和 K_1^0, 而是这两者的线性组合. 即

$$\phi_{K_L^0}=\phi_{K_2^0}+\varepsilon\phi_{K_1^0},$$

$$\phi_{K_S^0}=\phi_{K_1^0}-\varepsilon\phi_{K_2^0}.$$

Christenson 等发现 CP 不守恒现象时,所用的实验设备如图 8.38 所示. 测量的是反映 CP 不守恒程度的下列振幅比:

$$|\eta_{+-}|=\frac{A(K_L^0\to\pi^+\pi^-)}{A(K_S^0\to\pi^+\pi^-)}=(2.274\pm0.022)\times10^{-3}. \quad (8.195)$$

实验表明 CP 破坏的情况占的比例不大,

$$|\varepsilon|\simeq2\times10^{-3},$$

即 CP 的破坏的程度只占约千分之二,不象 β 衰变中字称 100% 被破坏的情况. K_S^0 中主要包括 CP = + 1 的振幅,也包含少量 CP = − 1 的振幅, K_L^0 态则反之. 后来又有人测得,在 $K_L^0\to2\pi^0$ 衰变中也存在 CP 破坏现象. 反映这种 CP 不守恒程度的振幅比为

$$|\eta_{00}|=\frac{A(K_L^0\to\pi^0\pi^0)}{A(K_S^0\to\pi^0\pi^0)}=(2.33\pm0.08)\times10^{-3}. \quad (8.196)$$

一般地说, η_{+-} 和 η_{00} 应为复数:

$$\eta_{+-}=|\eta_{+-}|e^{i\phi_{+-}}, \quad (8.197a)$$

$$\eta_{00}=|\eta_{00}|e^{i\phi_{00}}, \quad (8.197b)$$

其中 ϕ_{+-}, ϕ_{00} 为相应的相角. 实验测得

$$\phi_{+-}=44.6°\pm1.2°, \quad (8.198a)$$

$$\phi_{00} = 54° \pm 5°. \tag{8.198b}$$

如果选择定则$|\Delta I| = \frac{1}{2}$被遵守，理论上可以证明，应有关系式：

$$|\eta_{+-}| = |\eta_{00}|, \tag{8.199}$$

$$\phi_{+-} = \phi_{00}, \tag{8.200}$$

这与实验结果大致是符合的.

在K_L^0的其它衰变方式中，也发现了 CP 破坏现象，如：

$$K_L^0 \to e^+\nu_e\pi^-, \tag{8.201a}$$

$$K_L^0 \to e^-\tilde{\nu}_e\pi^+; \tag{8.201b}$$

或

$$K_L^0 \to \mu^+\nu_\mu\pi^-, \tag{8.202a}$$

$$K_L^0 \to \mu^-\tilde{\nu}_e\pi^+. \tag{8.202b}$$

这类衰变中，两种衰变方式（8.202a，b）在 CP 变换下互相转换. 如果 CP 不守恒，应呈现少量电荷不对称性. 这种不对称性可用下式表示：

$$\Delta = \frac{(K_L^0 \to e^+\nu_e\pi^-)\text{ 衰变率} - (K_L^0 \to e^-\tilde{\nu}_e\pi^+)\text{ 衰变率}}{(K_L^0 \to e^+\nu_e\pi^-)\text{ 衰变率} + (K_L^0 \to e^-\tilde{\nu}_e\pi^+)\text{ 衰变率}}. \tag{8.203}$$

其实验值为

$$\Delta = (3.30 \pm 0.12) \times 10^{-3}.$$

电荷不对称性的出现，使我们有可能在宇宙系统中明确地定义电荷的正、负性. 我们可以定义K_L^0轻子衰变中出现较多的一种轻子：

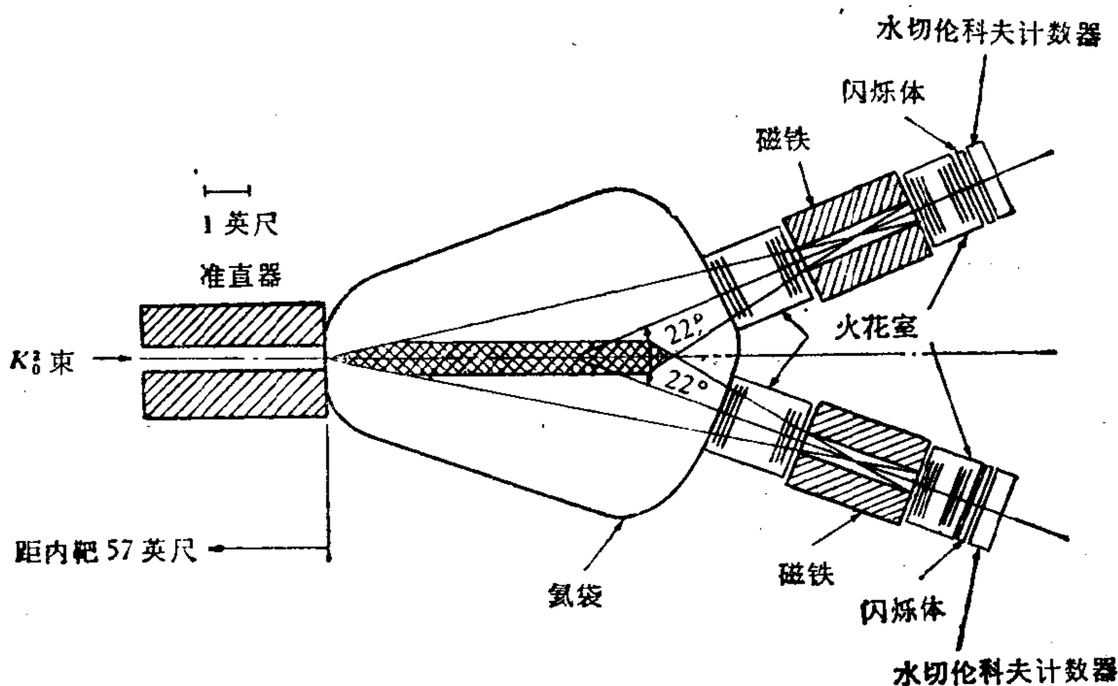
$$\frac{(K_L^0 \to \pi^-e^+\nu_e)\text{ 衰变率}}{(K_L^0 \to \pi^+e^-\tilde{\nu}_e)\text{ 衰变率}} > 1 \tag{8.204}$$

的电荷为正，这种轻子的电荷和一般原子核所带的电荷是一致的.

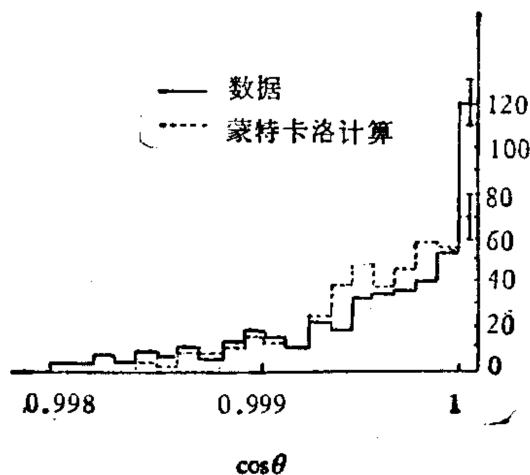
按照 CPT 守恒定理，CP 破坏意味着 T 不变性也受到了破坏. 1964 年沃尔芬斯泰（L. Wolfenstein）提出超弱相互作用理论，他认为有一种比一般弱作用还弱得多的新型作用. 他的这种超弱作用理论可以很好地解释K^0系统 CP 不守恒现象. 由它算

出的电荷不对称值

$$\Delta = 2|\eta|\cos\phi = 3.22 \times 10^{-3}. \tag{8.205}$$



(a)



(b)

图 8.38 (a) 1964 年 Christenson 等人测量 $K_L \longrightarrow \pi^+\pi^-$ 衰变的实验安排. K^0 束流由左侧注入. 其 K_S^0 部分已衰变完了，只剩下 K_L^0 部分. K_L^0 在氦袋中衰变，产物用由弯转磁铁，火花室及闪烁计数器等组成的两个谱仪分析. 稀有的双介子衰变，由不变质量及总动量等因素确定. (b) 选 $490 < M_{\pi\pi} < 510$MeV 事件的 $\cos\theta$ 分布，此分布基本上符合三体衰变(点线). 但有约 50 个事件(靠近 $\cos\theta = 1$ 处)完全与原束流共线，属于 $\pi^+\pi^-$ 两体衰变

和 (8.203) 式的实验值符合.

还有一些理论，也可以解释 CP 不守恒现象，而且还能说明诸如中子电偶极矩数值可能不为零和底介子衰变中 CP 可能不守恒等问题. CP 不守恒现象可以解释宇宙中某些问题，如同正、反重子数目失配及重子、光子数比例等. 但 CP 不守恒的原因尚不明确.

习　　题

1. 试举出一个利用 β 衰变检验弱相互作用中宇称是否守恒的实验方法，并说明这个方法的原理.

2. 讨论弱相互作用所满足的同位旋选择定则:

(a) 在非奇异粒子衰变中，

(b) 在包含奇异数改变的衰变中，用什么实验可以检验这些选择定则?

3. 试用层子及流-流相互作用分析下列衰变:

$$K^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

$$\Lambda \longrightarrow p + \pi^-$$

$$D^0 \longrightarrow K^- + \pi^+$$

$$D^0 \longrightarrow \bar{K}^0 + \pi^0$$

$$D^+ \longrightarrow \bar{K}^0 + e^+ + \nu_e$$

4. 举例说明强子弱流满足选择定则:

$$\Delta S = \Delta Q,$$

其中 ΔS、ΔQ 分别为强子的奇异数、电荷的改变量.

5. 为什么实验上发现了 $K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-$ 的事例，就说明 CP 在 K_L^0 衰变过程中不守恒.

6. 计算 10GeV 的中性粒子束距产生点 20m 距离处 K_S^0 和 K_L^0 之比.

7. 什么叫做 Cabbibo 角，$\sin\theta_c$ 大概有多大?

8. 电磁流和弱流之间有哪些重要区别? 中间玻色子和中性流的概念是怎样引进的?

9. 中子的平均寿命为 $\tau_n = 930$s，而 μ 子的 $\tau_\mu = 2.2 \times 10^{-6}$s，当考虑到相空间因子时，试证明这两种过程的耦合常数是同一数量级的.

10. 为什么观察到 $\bar{\nu}_\mu + e^- \longrightarrow e^- + \bar{\nu}_\mu$ 过程就可以完全证明中性流的

存在，而观察到 $\bar{\nu}_e + e^- \longrightarrow e^- + \bar{\nu}_e$ 过程则不然。证明反冲电子相对于束流的最大发射角为 $\sqrt{2m/E}$，其中 m 和 E 分别为电子的质量和能量。

参 考 文 献

[1] T. D. Lee and C. N. Yang, Parity Nonconservation and a two-Component Theory of the Nentrino Physics, *Phys. Rev.* **105**, 1671(1957).

[2] T. D. Lee and C. N. Yang, Question of Parity Conservation in Weak Interaction, *Phys. Rev.* **104**, 254(1956).

[3] C. S. Wu et al., Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay, *Phys. Rev.* **105**, 1413(1957)

[4] C. S. Wu, Beta Decay in Weak Interaction and High Energy Neutrino Physics, Proceedings of International School of Physics "Euraco Fermi" Course 32, (1966).

[5] M. A. B. Beg et al., Gange Theories of Weak Interactions, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **24**, 379(1974).

[6] S. L. Glashow, Weak Interaction with Lepton-Hadron Symmetry, *Phys. Rev.* **D2**, 1285(1970).

[7] J. H. Christenson et al., Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 138(1964).

[8] E. P. Wigner, Violation of Symmetry in Physics, *Scientific American*, Dec. (1965).

[9] K. Kleinknecht, CP Violation and K° Decays, *Nucl. Sci.* **15**, 381(1965) and **16**, 451(1966).

[10] R. G. Sachs, Interference Phenomena of Neutral K Mesons, *Ann. Phys.* **22**, 239(1963).

[11] N. Cabbibo, Unitary Symmetry and Leptonic Decay, *Phys. Lett.* **10**, 531(1963).

[12] R. E. Marshak, Riazuddin, and C. P. Ryan, Theory of Weak Interactions in Particle Physics, Wiley-Interscience, New York, (1969).

[13] D. Bilin, Weak Interaction, Adam Hilger Ltd, Bristol (1982).

[14] L. B. Okun, Weak Interaction of Elementary Particles, Pergamon London (1965).

[15] 倪光炯，从左、右对称谈起，高能物理，**3**，14(1977).

[16] 周月华，中性K介子的一些性质和CP不守恒，高能物理，**3**，22(1979).

[17] R. G. Sachs, 时间反演，现代物理学参考资料，第五集，P.104，科学出版社 (1980).

第九章 弱电统一理论

1934年费米提出四个费米子点作用的弱作用理论和1958年后费曼等人提出的弱作用$(V-A)$流-流作用理论都属于唯象理论。1967年温伯格 (S. Weinberg) 和1968年萨拉姆 (A. Salam) 在格拉肖 (S. L. Glashow)等人过去工作的基础上，提出了弱电统一理论，进一步揭示了弱相互作用的本质，并将弱作用和电磁作用进行了统一的理论解释。十多年来理论上的发展完善，和它所预言的一些现象得到了实验证实，这一理论已经得到人们的公认。1979年格拉肖、温伯格和萨拉姆等人，由于对弱电统一理论发展的贡献，获得了诺贝尔物理学奖。

人们和电磁现象接触的时间已经很久，过去曾认为，电与磁是两种独立现象，各有其运动规律。但是后来发现了电与磁可以相互转化，特别是在总结出麦克斯韦电磁场方程组之后，人们统一地理解了电磁现象的本质，而且弄清楚了光也是电磁波。这样就把原来认为是互不相关的电磁和光的各种现象，统一地进行了理论解释，于是人们对自然界本质的理解深刻了一步。

过去一直认为弱作用和电磁作用是两种本质不同的现象，因为它们：(i)作用强度不同：电磁作用耦合常数为 $\alpha=\frac{1}{137}$，而弱作用耦合常数为 $10^{-5}/M_p^2$；(ii)作用力程不同：电磁作用是长程力，而弱作用的力程小于10^{-16}cm，只有在微观现象中，才能观察到弱相互作用，而电磁作用，在微观和宏观现象中都可以被观察到。但是，前面我们已经提到过，这两种相互作用，在理论形式上，有很多相似之处。弱作用流-流作用理论是类比电磁流-流作用提出来的，两者都是矢量型相互作用。在具体作用机制的理解上，量子电动力学认为，带电物体之间的力，不是直接地，瞬时发生的超距作用，而是通过电磁场，以有限速度(光速)传递的，或者说电磁

需用是通过交换光子进行的，见图 9.1(a). 最初费米的弱作用理论认为，弱作用不是通过交换粒子，而是四个费米子之间直接发生的点相互作用，见图 9.1(b). 费米理论成功地解释了一些低能弱相互作用现象，但它预言弱作用截面随相互作用能量增加而正比地增加，在高能(≥300GeV)时，将破坏么正极限定理(参看 8.2.4)，这显然是错误的. 因而有人设想弱作用也是通过交换一种自旋为1的中间玻色子 W^- 起作用的，见图 9.1(c). 由于作用力程很短，可以预料这种中间玻色子的质量一定很大.

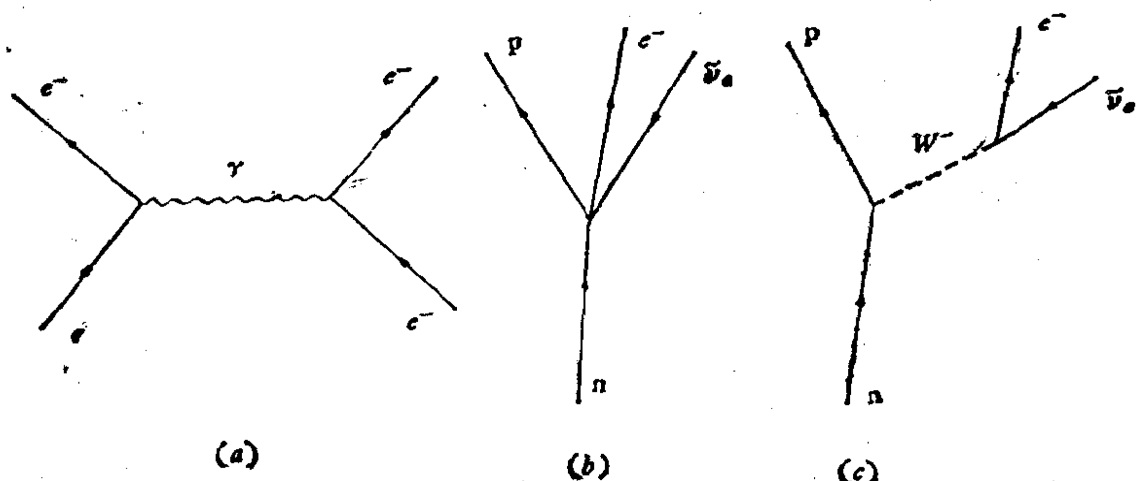


图 9.1 (a)电子散射，(b)费米理论的中子 β 衰变，(c)中间玻色子理论的中子 β 衰变等，三种过程的费曼图

流-流相互作用也可以形象化地用交换中间玻色子的形式描写. 在假定弱作用是通过交换带电中间玻色子 $W^\pm$ 的方式实现时，理论上计算的散射振幅中，将引入一项因子:

$$M \sim \frac{g^2}{q^2 + M_W^2}, \tag{9.1}$$

其中 g 为 $W^\pm$ 与轻子或层子间的耦合常数. 上式的分母称为传播子，反映交换玻色子 $W^\pm$ 的中间过程. q 为中间玻色子的动量. 这个因子的存在说明相互作用不局限于一点，而展开在数量级为 M_W^{-1} 的有限力程之中. 这时理论计算出的高能作用截面不再随能量趋于无限大，而趋近于一个饱和值($\sim G^2M_W^2/\pi$).

四个费米子点相互作用的耦合常数 G，和中间玻色子 ($W^\pm$)与轻子之间的弱作用耦合常数 g (图 9.2) 是描写同一弱过程的两个

常数，它们之间有联系，考虑在低动量交换($q^2 \to 0$)时，应有

$$\lim_{q^2\to 0} \frac{g^2}{q^2 + M_W^2} = \frac{G}{\sqrt{2}}, \tag{9.2a}$$

即

$$M_W^2 = \frac{\sqrt{2}\, g^2}{G}. \tag{9.2b}$$

如果弱作用和电磁作用的两种场是统一的，则弱作用耦合常数 g，和电磁作用耦合常数 e 的大小应相似．如果我们假定 $g^2 = e^2$，则由(9.2b)式，可以估计出弱作用中间玻色子的质量：

$$M_W^2 = \frac{\sqrt{2}\, e^2}{G}. \tag{9.3}$$

其中：$e^2 = 4\pi/137$，$G = 10^{-5}/M_p^2$（自然单位制 $\hbar = c = 1$），代入(9.3)式，可估算出 $M_W \simeq 90\text{GeV}$．这与83年以来实验上测定的中间玻色子的质量一致．由于 M_W 很大，因而在低能时，弱作用强度是很小的．

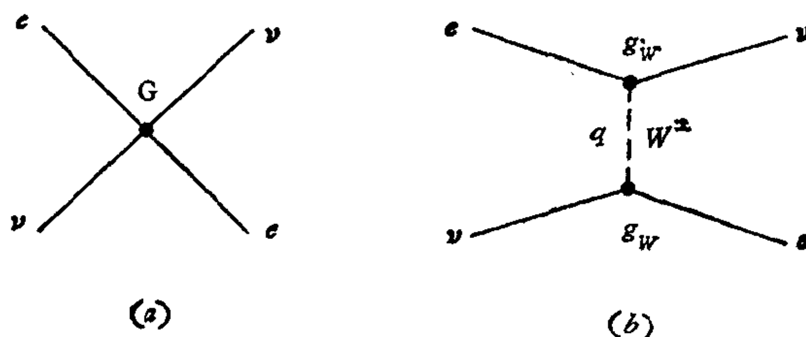


图 9.2 弱作用两种作用机制的耦合常数

弱作用的中间玻色子设想比较好地解释了实验现象，但在理论上却存在难以解决的困难． 中间玻色子理论和费米理论一样，是不能重整化的，即在理论计算中常出现一些无穷大的项，而不能通过使用一些参量(如电子质量、电荷等)的实验值代替理论计算中的一些发散项，以消除这些无穷大．因此，这一理论也难于发展．1967—1968 年温伯格和萨拉姆提出弱电统一规范理论，才解决了这一问题．

温伯格-萨拉姆模型在引入带电中间玻色子($W^\pm$)的同时，还

需引入中性中间玻色子 (Z^0). 例如: 在可能存在的反应 $\nu\bar{\nu}\rightarrow W^+W^-$的过程中,除了存在图 9.3(a) 过程外, 还必须存在图 9.3(b) 的中性中间玻色子(Z^0)的过程. 这时选择适当的耦合常数, 即可以消除理论计算中的一些发散项.

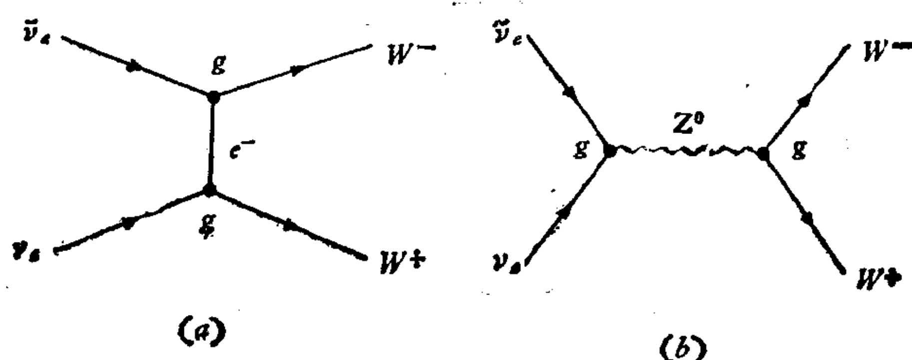


图 9.3 $\nu\bar{\nu}\longrightarrow W^+W^-$ 过程的费曼图

相似地,在电磁作用过程 $e^+e^-\rightarrow W^+W^-$ 中, 除了存在有交换光子(图 9.4(a))的过程外, 还必须存在交换中性中间玻色子 (Z^0) (图 9.4(b))的过程.

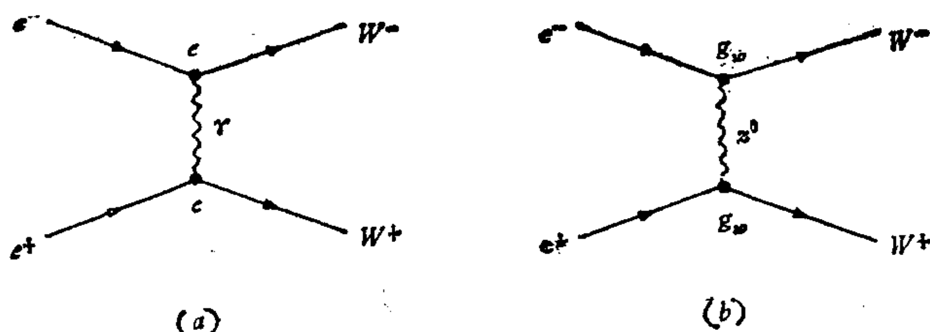


图 9.4 $e^+e^-\longrightarrow W^+W^-$ 过程的费曼图

1973 年在 CERN 发现中性流过程的实验中,证实了理论上预言的中性中间玻色子 Z^0 是存在的.

§ 9.1 格拉肖-温伯格-萨拉姆弱电统一理论

9.1.1 $SU(2)\times U(1)$对称性

格拉肖-温伯格-萨拉姆 (GWS) 弱电统一理论认为,传递弱作

用和电磁作用的场都是规范场，并且可以用理论上许可的最小群 $SU(2)\times U(1)$ 作为规范群统一起来，即可以用具有 $SU(2)\times U(1)$定域规范不变性的拉氏量统一地描写这种弱、电作用的规范场. $SU(2)\times U(1)$群反映轻子和层子间存在的一种内在对称性.

第六章中曾介绍层子和轻子可以分为三代，图 6.24. 这里先分析第一代(e, ν_e, u, d)的情况. 第一代中除静止质量为零的中微子 ν_e 只有左旋态外，其余粒子都有左、右旋态. 考虑到 u,d 层子各有三种颜色，故第一代中共有十五种(螺旋性或手征性，味道，颜色等)不同状态. 以电子为例，左右手征粒子的定义如下:

$$e_{左}=\frac{1+\gamma_5}{2}e, \tag{9.4}$$

$$e_{右}=\frac{1-\gamma_5}{2}e, \tag{9.5}$$

其中 $e=e(x)$代表电子的旋量场. 相应的正电子 (e^+)的旋量场为 $e^+=\bar{e}(x)=\bar{e}$,

$$\bar{e}_{左}=\bar{e}\ \frac{1-\gamma_5}{2}, \tag{9.6}$$

$$\bar{e}_{右}=\bar{e}\ \frac{1+\gamma_5}{2}. \tag{9.7}$$

格拉肖-温伯格-萨拉姆弱电统一理论认为：和强子(包括层子)有同位旋(I, I_3)及超荷量子数(Y)一样，轻子也有相应的弱同位旋(t, t_3)及弱超荷量子数(y)，而且弱电作用是以上述各种粒子手征态为基本对象的. 对于同一种粒子，其右旋态和左旋态的弱同位旋不同. 右旋粒子 $t=0$; 左旋粒子 $t=\frac{1}{2}$，属于不同的弱同位旋多重态.

第一代轻子和层子的十五种状态中，所有左旋粒子属于四组弱同位旋二重态$\left(t=\frac{1}{2}, t_3=\pm\frac{1}{2}\right)$:

$$\begin{pmatrix}\nu_e\\ e\end{pmatrix}_{左},\ \begin{pmatrix}u\\ d\end{pmatrix}^{红}_{左},\ \begin{pmatrix}u\\ d\end{pmatrix}^{黄}_{左},\ \begin{pmatrix}u\\ d\end{pmatrix}^{蓝}_{左}, \tag{9.8}$$

它们都属于 $SU(2)$ 对称群二维表示；所有右旋粒子，属于七个弱同位旋单态（$t=0, t_3=0$）：

$$e_{右}, \quad u_{右}^{红}, \quad u_{右}^{黄}, \quad u_{右}^{蓝}, \quad d_{右}^{红}, \quad d_{右}^{黄}, \quad d_{右}^{蓝}. \tag{9.9}$$

弱同位旋 $SU(2)$ 对称性和强作用同位旋 $SU(2)$ 对称性在数学表示上是一样的．例如，弱同位旋（t）也有三个分量：$t=(t_1, t_2, t_3)$，其分量间也存在对易关系：

$$\begin{aligned} [t_1, t_2] &= it_3, \\ [t_2, t_3] &= it_1, \\ [t_3, t_1] &= it_2. \end{aligned} \tag{9.10}$$

和强作用中超荷量子数（Y）相似，弱超荷量子数（y）也对应 $U(1)$ 对称性．并与弱同位旋（t）对易，

$$[y, t] = 0. \tag{9.11}$$

轻子电荷数 Q/e 及 y 和 t_3 量子数之间，也满足类似于强作用中的盖尔曼-西岛关系式

$$Q/e = t_3 + y/2. \tag{9.12}$$

表 9.1 给出第一代轻子、层子十五种状态的量子数．其它代的轻子、层子也有类似的情况．

表 9.1 第一代轻子和层子的弱同位旋态及其它有关量子数

	t	t_3	Q	$y=2(Q-t_3)$
$\binom{\nu_e}{e}_{左}$	1/2	+1/2 −1/2	0 −1	−1 −1
三种颜色的层子左旋态 $\binom{u}{d}_{左}$	1/2	+1/2 −1/2	2/3 −1/3	1/3 1/3
$e_{右}$	0	0	−1	−2
三种颜色的 $u_{右}$	0	0	2/3	+4/3
三种颜色的 $d_{右}$	0	0	−1/3	−2/3

为了进一步理解 $SU(2)\times U(1)$ 对称性，我们先介绍“规范场”和“对称性自发破缺”两个概念．

9.1.2 规范场

格拉肖-温伯格-萨拉姆弱电统一理论立足于规范场的概念，杨振宁等提出的规范场理论是近代最重要的粒子理论之一。因为它是用来解释相互作用来源的，而且力图解释所有四种已知的相互作用，这样它自然会成为相互作用统一理论的基础。

规范理论中，为了保证描写粒子间相互作用的拉氏量在某种对称变换下具有不变性，引入了一些场，这些场称为规范场。一些变换不变性反映自然界中的各种守恒定律。首先我们研究量子电动力学中的规范场，我们知道，在带电粒子相互作用中总电荷是守恒的。反映这一守恒定律的规范变换是其拉氏量必须在对称变换群(G)为 $U(1)$时有不变性，即

$$G\mathscr{L}(\psi_e) = U(1)\mathscr{L}(\psi_e) \rightarrow \mathscr{L}(\psi'_e). \tag{9.13}$$

如同自由电子的运动方程

$$\left(\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial X_\mu} + m\right)\psi_e = 0, \tag{9.14a}$$

在电子场作 $U(1)$变换时

$$\psi_e \longrightarrow \psi'_e = e^{i\alpha}\psi_e. \tag{9.14b}$$

如果此式中的 α 与时、空坐标无关，这种变换称为整体规范变换，或第一类规范变换通过这种变换后(9.14)式是不变的.

如果(9.14b)式中，α 是时、空坐标的函数，即 α 不是常数，例如，$\alpha = e\theta(x)$，其中 e 为电子电荷，这时的变换

$$\psi_e \longrightarrow \psi'_e = e^{ie\theta(x)}\psi_e \tag{9.15a}$$

称为定域规范变换，或第二类规范变换. 自由电子运动方程式(9.14a)在定域规范变换(9.15a)下没有不变性，或者说在对其运动的拉氏量进行定域规范变换时，拉氏量将发生变化

$$G(x)\mathscr{L}(\psi_e) \longrightarrow \mathscr{L}'(\psi'_e), \tag{9.15b}$$

即在这种更严格的变换要求下，拉氏量不再具有不变性.

但是人们发现，如果在(9.14a)式中引入一个新的场 A_μ，则可以恢复其规范不变性. 具体地说，即将(9.14a)式作些改变:

$$\frac{\partial}{\partial X_\mu} \longrightarrow \frac{\partial}{\partial X_\mu} - ieA_\mu. \tag{9.16}$$

可以证明，这样得到的方程式

$$\left[\gamma_\mu\left(\frac{\partial}{\partial X_\mu} - ieA_\mu\right) + m\right]\psi_e = 0, \tag{9.17}$$

对定域规范变换(9.15a)就具有不变性了．引入的新场 A_μ 就是电磁场．它是在要求电子运动方程式,在(9.15a)式的定域规范变换下具有不变性而引入的，所以 A_μ 是一种规范场．这种场的量子是没有质量的玻色子-光子．这种规范场是可以重整化的,可以系统地消除耦合常数 e 的各阶发散项．(9.16)式也确定了场和电子相互作用的形式（eA_μ)．也就是说定域规范变换下这种拉氏量的不变性,要求存在长程力电磁场,即要求有光子．用符号表示可写为

$$G\mathscr{L}(\psi_e, A) \longrightarrow \mathscr{L}(\psi'_e, A'). \tag{9.18}$$

对这个问题可以这样理解，在定域规范变换下这种拉氏量应该发生变化,但引入电磁场 A_μ 以后,传递的光子和各点上的电子发生作用，各点上光子波函数的不同，影响不同空间点上电子波函数的位相,从而抵销了定域变换下拉氏量的变化,恢复了拉氏量的变换不变性．

1954 年杨振宁和米尔斯（Yang-Mills. R. L.)将定域规范不变性原理推广到同位旋空间，我们知道一切同位旋空间参考系都是平等的,π^+，π^0，π^-介子实际上是同一种 π 介子的三种不同状态．杨振宁和米尔斯引入了定域的同位旋对称性，相应的引入了另一种规范场,称为杨-米尔斯场．

定域 $SU(2)$规范变换可写为

$$e^{\frac{i}{2}\mathbf{t}\cdot\omega(x)}.$$

这是一个二阶的幺模幺正群，其中 $\omega(x)$ 为三个群参数，$\mathbf{t}$ 为此群的生成元．这个群包含了三个独立的生成元，对应每一个生成元都将引入一个规范场，以保证拉氏量在这种变换下的不变性．所以一共需要引入三个规范场 $A^i_\mu(i = 1, 2, 3)$．但这样得到的规

范场，其场量子都是无静止质量的，不能用以代表传递弱作用的中间玻色子. 如果人为地引入质量项，就会破坏定域规范不变性，因而将不能重整化，所以从理论上推出的一些规范场，在很长时间内没有很多应用.

引力场也是一种规范场，是要求在一切参考系(包括惯性系和非惯性系)中力学定律的形式都相同而引入的. 所谓规范场理论，实际上是提供一种引入物质间相互作用的原则，其步骤是：给定一个空间，在该空间中引入参考系，假定一切参考系都是平等的，这时必然要引入适当的场，这种场即规范场. 因此理论上规范场的数目可以有无穷多个，物理学家的任务在于确定哪些规范场是客观存在的，哪些不是客观存在的.

9.1.3 真空对称性的自发破缺和希格斯机制

真空对称性自发破缺，是理论上新提出来的一种概念. 要理解这种概念，首先要理解量子场论中“真空”的含意. 过去“真空”的概念是空无一物，认为真空总是对称的，真空的对称性和相互作用的对称性一致，真空不会破坏相互作用的对称性. 现代量子场论认为，真空不是空无一物，而是量子场的基态. 量子场之间的相互作用，包括自作用，决定量子场最低的状态——基态，因此需要从相互作用出发研究量子场系统的基态. 通过研究真空的对称性，可以进一步研究物理世界的对称性.

一个物理体系最低能量状态(基态)的对称性可能和拉氏量中势能的对称性一致，也可能不一致，这要看势能函数的具体情况而定. 例如，如果一个量子场系统自作用势能曲线是图 9.5 所示的单谷对称形式，则能量最低位置在势能的最低点是左右对称的，这时真空态和相互作用具有相同的对称性，这样的真空叫作普通真空或正常真空. 从这样真空中激发出来的物理粒子，也具有同样的对称性. 因而可以按照相互作用的对称性进行粒子谱的分类，这是研究对称性的传统方法.

如果量子场系统自作用势能曲线类似图 9.6(a) 的形式，或为

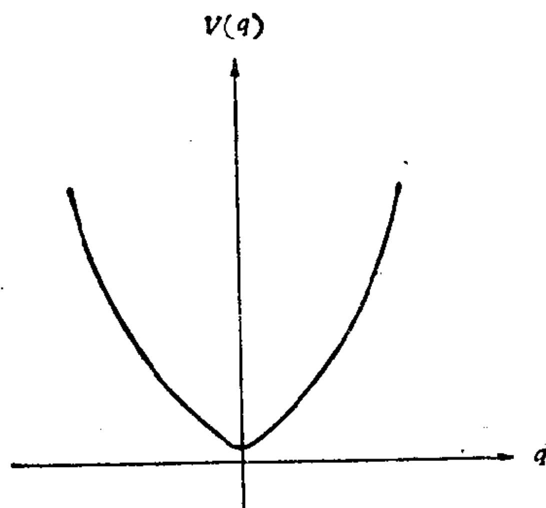


图 9.5 左右对称的单谷势能曲线

其旋转曲面图 9.6(b)的形式，这时的能量最低状态仍在势能的最低点，但不处于象单谷势能曲线那样的左右对称状态．因此这时系统的真空态（量子系统的基态）的对称性较相互作用（或者说较系统的拉氏函数)的对称性少,甚至没有对称性，因而将物理粒子谱按相互作用对称性进行分类的传统做法已不再适用．这种现象叫作对称性的自发破缺（*Spontaneous Symmetry Breaking*），即相互作用的对称性不反映实际物理系统的对称性，因为后者不如前者那样对称．

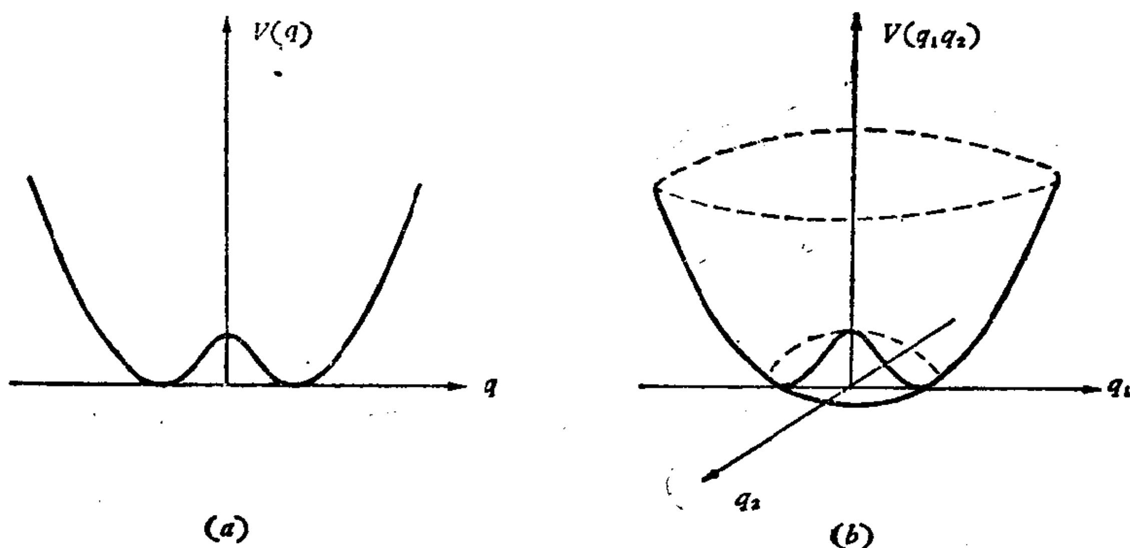


图 9.6 (a) 左右对称的双谷势能曲线，(b) 旋转对称的势能曲线

在图 9.6(a) 中，此量子体系的真空态有两个，而在图 9.6(b)

中，图形谷底圆圈上各个点都是此量子体系可能的基态．但实际上的物理真空只可能是其中的一个状态(真空态是简并的)．在一种变换下，一个真空态变成另一个真空态，因而场量的真空态平均值对这种变换不是不变的，但体系的运动规律仍然可以保持不变．这种使运动规律不变而使真空态发生改变的对称性，称为对称的自发破缺．理论上可以证明，如果一个体系的连续对称性发生自发破缺，则必定存在一些静止质量为零的标量粒子(即存在一种标量场)，这些粒子称为戈德斯通(J. Goldstone)粒子，但是实验上一直都未曾发现这种质量为零的标量粒子，因此人们曾经怀疑真空对称性自发破缺的理论，但是这个问题被所谓“希格斯机制”从理论上解决了．

要求有自发破缺的标量体系，在进行某种规范变换下不变，也需要引进前面提到的规范场，规范场的场量子是无静止质量的．静止质量为零的粒子，只有两个横向极化自由度 ($S_z = \pm 1$)．希格斯机制指出，这种规范场和前述标量场之间有相互作用，这时规范场粒子会“吃掉”标量场的戈德斯通粒子，或者说戈德斯通粒子会转化成规范场的纵向极化分量的自由度，因此，规范场粒子变的具有三个极化自由度($S_z = \pm 1, 0$)，即变成具有静止质量的矢量粒子了．虽然规范场粒子这时有了静止质量，但由于理论上始终保持了规范不变性，所以仍然可以重整化，这就解决了有质量的规范场粒子和重整化之间的矛盾．

在介绍了这些概念之后，下节将具体介绍格拉肖-温伯格-萨拉姆弱电统一理论．

9.1.4 格拉肖-温伯格-萨拉姆弱电统一模型

1967—1968 年温伯格-萨拉姆提出的弱电统一规范场理论所用的群是 $SU(2) \times U(1)$ 群，其中弱同位旋群 $SU(2)$，弱超荷群 $U(1)$．第一代轻子和层子的自由拉氏密度是

$$\mathscr{L}_0 = i(\bar{q}\partial\!\!\!/ q + \bar{l}\partial\!\!\!/ l)_{左} + i(\bar{q}\partial\!\!\!/ q)_{右} + i(\bar{e}\partial\!\!\!/ e)_{右}, \quad (9.19)$$

其中 $\partial\!\!\!/ = \gamma^\mu \partial_\mu$，$\partial_\mu = \dfrac{\partial}{\partial X_\mu}$．左旋轻子 ($e_{左} \cdot \nu_{e左}$) 及层子态都是

双重态；右旋轻子($e_右$)及层子态都是单态．当 $\mathscr{L}_0$ 进行 $SU(2)\times U(1)$整体规范变换时，相当于作下列变换：

$SU(2)$变换

$$
\begin{aligned}
&q_左 \longrightarrow e^{\frac{i}{2}\mathbf{t}\cdot\boldsymbol{\omega}} q_左 \\
&l_左 \longrightarrow e^{\frac{i}{2}\mathbf{t}\cdot\boldsymbol{\omega}} l_左 \\
&q_右 \longrightarrow q_右 \\
&e_右 \longrightarrow e_右
\end{aligned}
\tag{9.20}
$$

$U(1)$变换

$$
\begin{aligned}
&q_左 \longrightarrow e^{\frac{i}{2}y\theta} q_左 \\
&l_左 \longrightarrow e^{\frac{i}{2}y\theta} l_左 \\
&q_右 \longrightarrow e^{\frac{i}{2}y\theta} q_右 \\
&e_右 \longrightarrow e^{\frac{i}{2}y\theta} e_右,
\end{aligned}
\tag{9.21}
$$

其中 $\boldsymbol{\omega}(\omega_1, \omega_2, \omega_3)$ 和 θ 都是任意常数，$\mathbf{t}$ 是 2×2 泡利矩阵．

$$
t_1=\begin{pmatrix}0 & 1\\ 1 & 0\end{pmatrix},\quad t_2=\begin{pmatrix}0 & -i\\ i & 0\end{pmatrix},\quad t_3=\begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & -1\end{pmatrix}.
$$

在以上整体规范变换下，$\mathscr{L}_0$具有不变性．但是当进行定域规范变换，即 $\boldsymbol{\omega}$ 和 θ 是任何时、空函数时，由于 ∂ 的作用，$\mathscr{L}_0$ 就不再具有不变性了．因而在对 $\mathscr{L}_0$ 进行定域规范变换（$\boldsymbol{\omega}$、θ 都是时、空函数)时，如果要求 $\mathscr{L}_0$ 仍具有不变性，就必须引入四个规范场，其中三个和 $SU(2)$相应，并用 $\mathbf{W}^i_\mu = W^1_\mu, W^2_\mu, W^3_\mu$ 表示，一个和 $U(1)$相应，用 B_μ表示．表 9.2 中给出更明确的关系．

表 9.2　定域规范变换 $SU(2)\times U(1)$ 引入的规范场

	$SU(2)$	$U(1)$
生成元	t_1, t_2, t_3	$\frac{1}{2}y$
规范场	$W^1_\mu(x), W^2_\mu(x), W^3_\mu(x)$	$B_\mu(x)$

在引入这些规范场之后，运动方程中的 ∂ 将变为 $D\!\!\!/$：

$$\not{D} = \gamma^{\mu} D_{\mu}, \tag{9.22}$$

$$D_{\mu} = \partial_{\mu} + i g_0 \mathbf{W} \cdot \mathbf{t} + i g_0' B_{\mu} \frac{y}{2}. \tag{9.23}$$

推广后的费米子拉氏密度为

$$\mathscr{L}_0(x) = i(\bar{q}\not{D}q + \bar{l}\not{D}l)_{左} + i(\bar{q}\not{D}q)_{右} + i(\bar{e}\not{D}e)_{右}. \tag{9.24}$$

本来这些规范场的场量子是没有静止质量的，不能用以代表弱作用的中间玻色子，但格拉肖-温伯格-萨拉姆提出的弱电统一理论，借助于“对称性自发破缺概念和希格斯机制”，给弱同位旋场的零质量规范场量子带上质量，而且仍能保证理论上的可重整化．到1971年，特霍夫特 (t'Hooft. G.)在数学上证明了这一点(具体推导超出本书范围)，从而解决了弱电统一理论中引入带质量的中间玻色子后就不能重整化的困难．具体地说，希格斯机制使 $SU(2) \times U(1)$ 定域规范变换引入的无质量粒子场 $W_{\mu}^{i} = W_{\mu}^{1}, W_{\mu}^{2}$, W_{μ}^{3}(由 $SU(2)$) 和 B_{μ} (由 $U(1)$) 重新线性组合成三个有质量的玻色子场(用 W_{μ}^{+}, W_{μ}^{-}, Z_{μ}^{0} 表示)和一个无质量的玻色子场 (A_{μ} 即光子)．其线性组合关系(参考附录 I-4，I-5)为

$$W_{\mu}^{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_{\mu}^{1} \pm i W_{\mu}^{2}), \tag{9.25a}$$

$$W_{\mu}^{3} = \frac{g_0 Z_{\mu}^{0} + g_0' A_{\mu}}{\sqrt{g_0^2 + g_0'^2}} = A_{\mu} \sin\theta_W + Z_{\mu}^{0} \cos\theta_W, \tag{9.25b}$$

$$B_{\mu} = \frac{-g_0' Z_{\mu}^{0} + g_0 A_{\mu}}{\sqrt{g_0^2 + g_0'^2}} = A_{\mu} \cos\theta_W - Z_{\mu}^{0} \sin\theta_W. \tag{9.26}$$

其中 W_{μ}^{3} 和 B_{μ} 相互正交，θ_W 称为温伯格角，

$$g_0'/g_0 = \tan\theta_W. \tag{9.27}$$

将相互作用拉氏密度 $\mathscr{L}_0$，写成流-流作用(8.55)的形式，且只考虑第一阶的耦合常数时有

$$\begin{aligned} \mathscr{L}_0 &= g_0 J_{\mu}^{i} W_{\mu}^{i} + g_0' J_{\mu}^{y} B_{\mu} \\ &= g_0(J_{\mu}^{1} W_{\mu}^{1} + J_{\mu}^{2} W_{\mu}^{2}) + g_0(J_{\mu}^{3} W_{\mu}^{3}) + g_0'(J_{\mu}^{c.m.} - J_{\mu}^{3}) B_{\mu} \\ &= \frac{g_0}{\sqrt{2}}(J_{\mu}^{-} W_{\mu}^{+} + J_{\mu}^{+} W_{\mu}^{-}) + J_{\mu}^{3}(g_0 W_{\mu}^{3} - g_0' B_{\mu}) \\ &\quad + J_{\mu}^{c.m.} g_0' B_{\mu}. \end{aligned} \tag{9.28}$$

其中：

$$J_\mu^\pm = J_\mu^1 \pm iJ_\mu^2, \tag{9.29}$$

$$J_\mu^y = J_\mu^{e.m.} - J_\mu^3. \tag{9.30}$$

将 W_μ^3 及 B_μ 代入(9.25b) 及 (9.26)的表示式，并由 $g_0'/g_0 = \tan\theta_W$ 得到

$$\begin{aligned}\mathscr{L}_0 = &\frac{g_0}{\sqrt{2}}(J_\mu^- W_\mu^+ + J_\mu^+ W_\mu^-) \\ &+ \frac{g_0}{\cos\theta_W}(J_\mu^3 - \sin^2\theta_W J_\mu^{e.m.})Z_\mu^0 \\ &+ g_0 \sin\theta_W \cdot J_\mu^{e.m.} A_\mu.\end{aligned} \tag{9.31}$$

此式右侧第一项为弱作用带电流项，第二项为弱作用中性流项，第三项为电磁作用中性流项，这一项的耦合常数应为 e（参看 9.16 式），因而有

$$e = g_0 \sin\theta_W. \tag{9.32}$$

现在我们分析一下耦合常数 g_0，g_W 及 G 之间的关系。我们曾得到 (9.2b) 关系式（图 9.2），其中 g_W 为中间玻色子 $W^\pm$与轻子流之间的耦合常数，$\mathscr{L}_{带电流} = g_W \cdot j \cdot W^+$，其中轻子流 $j = \bar{\nu}_e\gamma_\mu(1+\gamma_5)e$。(9.2b)和(9.31)式比较可得

$$\frac{g_0}{2\sqrt{2}} = g_W = \left(\frac{GM_W^2}{\sqrt{2}}\right)^{1/2}. \tag{9.33}$$

考虑到(9.32)式，

$$\begin{aligned}M_{W^\pm} &= \left(\frac{g_W^2\sqrt{2}}{G}\right)^{1/2} = \left(\frac{e^2\sqrt{2}}{8G\sin^2\theta_W}\right)^{1/2} \\ &= \frac{37.4}{\sin\theta_W}\text{GeV}.\end{aligned} \tag{9.34}$$

弱电统一理论还给出

$$M_{Z^0} = \frac{M_{W^\pm}}{\cos\theta_W}\text{GeV}. \tag{9.35}$$

根据近期温伯格角的实验数据

$$\sin^2\theta_W = 0.228, \tag{9.36}$$

我们分别得到

$$M_{W^\pm} \cong 78.3\text{GeV},$$

$$M_{Z^0} \cong 89.4\text{GeV}. \tag{9.37}$$

这一理论预言和近年来实验直接测定的中间玻色子质量(下节讲)符合得很好.

总结得到: 格拉肖-温伯格-萨拉姆 $SU(2)\times U(1)$ 弱电统一模型(又称标准模型)要求理论在定域 $SU(2)\times U(1)$ 规范变换下具有不变性,因此必须引入四个规范场. 其中,三个组成弱同位旋矢量 $\mathbf{W}_\mu^i$, 另一个是弱同位旋标量 B_μ. $\mathbf{W}_\mu^i$ 的头两个分量 W_μ^1 和 W_μ^2 是带电的,由它两组成带电的中间玻色子 $W^\pm$(9.25a). $\mathbf{W}_\mu^i$ 的第三分量 W_μ^3 和 B_μ 都不带电, 由它俩组成中性中间玻色子 Z_μ^0 和光子 A_μ. 更方便的是将(9.25b)和(9.26)两式写成

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_W & -\sin\theta_W \\ \sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix}. \tag{9.38}$$

规范场理论引进的这些中间玻色子应该没有质量,而GWS弱电统一理论认为在对称性自发破缺时, 本应出现但却未出现的戈德斯通零质量标量粒子通过希格斯机制使规范场矢量介子 W^+、W^-、Z^0 获得质量,而光子 γ 仍保持无质量. $W^\pm$和带电流耦合, Z^0 除和带电粒子构成的中性弱流耦合外, 还与不带电粒子构成的中性弱流耦合. 电磁场 A_μ 则只和带电粒子的电磁流耦合,仍然是原来电磁作用的形式,即电磁作用的长程力特点和强度大小,与过去量子电动力学中一样. 因而格拉肖-温伯格-萨拉姆弱电统一理论仍然保留着已被实验证明的全部量子电动力学理论. 格拉肖-温伯格-萨拉姆理论认为电磁作用和弱作用本来是统一的 $SU(2)\times U(1)$ 相互作用,因此具有两个耦合常数,常采用电荷 e 和两个耦合常数之比,即温伯格角 θ_W. 来表示.

9.1.5 温伯格角 θ_W

关于温伯格角 θ_W 的物理意义,可以形象地说明如下: 在格拉肖-温伯格-萨拉姆理论提出之前, 电磁作用和弱作用的理论是分别独立的,其有关参量如表 9.3 中所示。

表中电磁作用耦合常数 e 和弱作用耦合常数 g 之间无联系.

表 9.3　电磁作用理论和弱作用理论分别描述电磁场及弱作用场时的有关参量

场	耦合常数	场的流	场量子
电磁作用	e	A_μ	γ
弱作用	$g^{\pm} \cong g^{z} = g$	J_μ	$W^{\pm}, Z^{0}$

$SU(2) \times U(1)$的弱、电统一理论认为，统一场的各个场量子(γ, $W^{\pm}$, Z^0) 都处于同等的地位，都是此理论中的规范场的场量子，其参量和描述方式见表 9.4. 描写弱、电统一的流是 $W_\mu^i(x)$ 和 $B_\mu(x)$，传递量子为 W_μ^1, W_μ^2, W_μ^3 和 B_μ（可重新组合成 $W^{\pm}$, Z^0 和 γ)，而弱电统一的耦合常数为 g_y 和 g_t.

表 9.4　弱电统一理论的有关参量和描述方式

场	耦合常数	场的流	场量子	
弱电统一场 $SU(2)\times U(1)$	g_y	$B_\mu(x)$	B_μ	$W^{\pm}$, Z^0, γ
	g_t	$W_\mu^i(x)$	$W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3$	

表 9.3 中的耦合常数 e 和 g（可以直接测量）与表 9.4 中的耦合常数 g_y 和 g_t（不能直接测量）之间的关系可用图 9.7 表示.

图 9.7 中以 y、t_3 代表弱电统一理论的两个轴，基本耦合常数

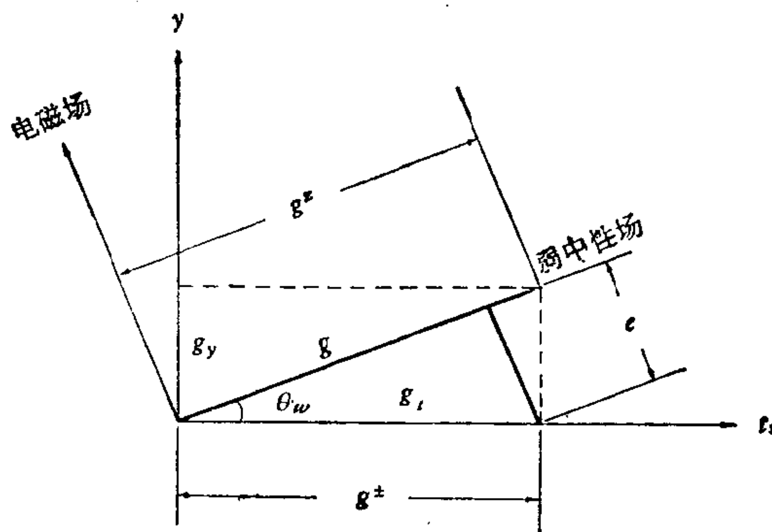


图 9.7　弱电统一作用耦合常数 e, g 和 g_t, g_y 间关系

g 在 y 和 t_3 两轴上的投影分别为 g_y 和 g_t，

$$g_t = g\cos\theta_W, \tag{9.39}$$

$$g_y = g\sin\theta_W, \tag{9.40}$$

$$g_y/g_t = \tan\theta_W. \tag{9.41}$$

取弱中性耦合常数 $g^z = g$，弱带电耦合常数 $g^{\pm} = g_t$，电磁场与弱中性场的一组轴和 y、t_3 轴相对旋转角 θ_W． 由图 9.7 可知 e 是 g 的二次投影，即

$$g\sin\theta_W\cos\theta_W = e. \tag{9.42}$$

由图 9.7 及(9.27)(9.32)式可知，

$$g_t = e/\sin\theta_W = g_0 = g^{\pm}, \tag{9.43}$$

$$g_y = e/\cos\theta_W = g_0'. \tag{9.44}$$

由此可见，θ_W 实际上是联系两类耦合常数（e，g；g_y，g_t）的一个参量，也是联系弱作用和电磁作用耦合常数（e、g）的一个参量．由(9.43)及(9.44)式可知，这里的 g_t、g_y 两个常数就是(9.28)式中的 g_0 和 g_0'．

此外，弱电统一场 W_μ^3 及 B_μ 和弱中性场 Z_μ^0 及电磁场 A_μ 之间的关系可以用图 9.8 表示． 仍取 y-t_3 为弱电统一场的两个轴，同时对于电磁场和弱中性场也作两个互相垂直的轴．两组轴之间有一旋转角 θ_W，W_μ^3 及 B_μ 分别在电磁场和弱中性场轴上投影为

$$A_\mu = B_\mu\cos\theta_W + W_\mu^3\sin\theta_W, \tag{9.45}$$

$$Z_\mu^0 = -B_\mu\sin\theta_W + W_\mu^3\cos\theta_W. \tag{9.46}$$

由此可见，W_μ^3 和 B_μ 场不是质量本征态，但它们以 θ_W 角混合后，产生的 A_μ 和 Z_μ^0 场则是质量本征态，具有可观察的场量子 γ 和 Z^0．

弱电统一理论 $SU(2)\times U(1)$ 指出，电磁场 A_μ 和弱中性场 Z_μ^0 不是基本场，而是基本场 W_μ^3 和 B_μ 的混合物．混合方式及 A_μ、Z_μ^0 的大小，以及 $SU(2)$ 和 $U(1)$ 两个基本规范群的相对权重均由 θ_W 决定．

在格拉肖-温伯格-萨拉姆模型中，θ_W 是一个基本参量，因此准确测量 θ_W 的值是高能物理中很重要的一项实验工作．我们可以通过以下四类实验测定 $\sin^2\theta_W$ 的值：(i)轻子-强子散射，(ii)轻子-

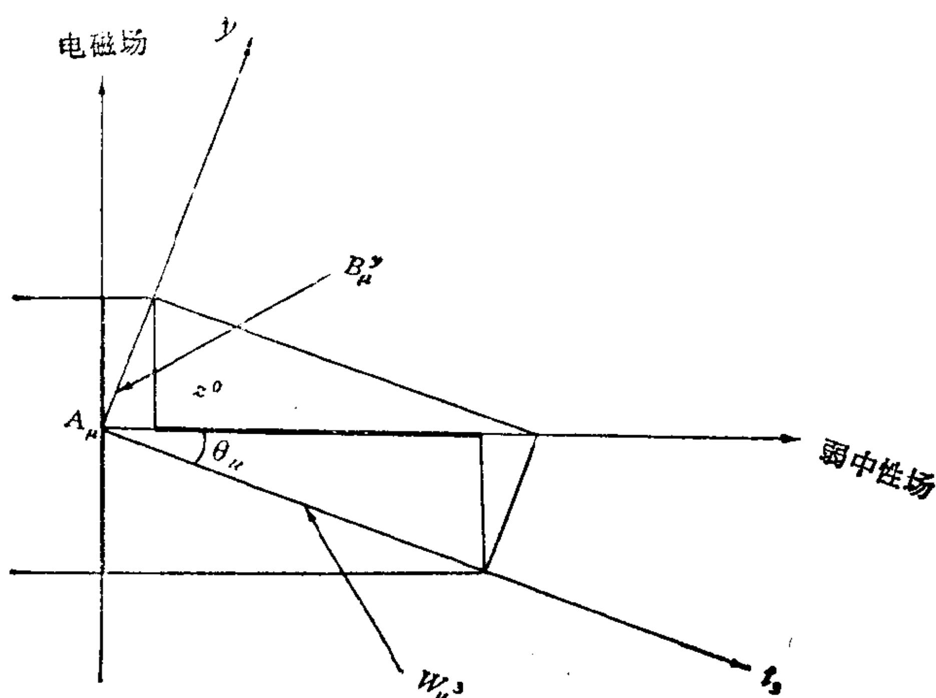


图 9.8　场 W_μ^3、B_μ 和 A_μ、Z_μ^0 之间的关系

轻子散射，(iii) 轻子-强子干涉(自由粒子态)，(iv) 轻子-强子干涉(束缚粒子态). 世界上曾有很多实验室进行了这些方面的实验研究工作，表 9.5 中给出 1984 年前一些实验组所测得的 $\sin^2\theta_W$ 值.

§ 9.2　格拉肖-温伯格-萨拉姆理论的实验证明

格拉肖-温伯格-萨拉姆 (GWS) 弱电统一理论给出一些预言，如同中性流的存在；正、负电子湮灭产生轻子对或强子对等过程中的宇称不守恒现象；以及弱作用中间玻色子 ($W^\pm$, Z^0) 的存在和质量等. 这些预言的实验证实是对此理论的重要支持.

9.2.1　中微子-电子散射

前面提到过，1973 年及以后 CERN 等实验室有关中性流实验，证实了中性流的存在. 图 9.9 给出中微子-电子散射中包括中性流的各种过程.

在格拉肖-温伯格-萨拉姆模型中，中微子-电子散射的微分截

表 9.5　1984 年前国际上各实验组测得的 $\sin^2\theta_W$ 值

过 程	方 法	$\sin^2\theta_W$	条 件	实验组
νN	$\sigma^{NC}/\sigma_\nu^{CC}$	0.220±0.015 0.230±0.013	$\rho=1$	CHARM (1981) CDHS (1977)
$\nu N, \bar{\nu} N$	$\dfrac{\sigma^{NC}-\sigma_{\bar{\nu}}^{CC}}{\sigma_\nu^{CC}-\sigma_{\bar{\nu}}^{CC}}$	0.247±0.016	$\rho=1$	CCFRR (1984)
νp	$\sigma^{NC}/\sigma_\nu^{CC}$	0.182±0.023	$\rho=1$	BEBC (1983)
$e\ D$ $\mu\ e$	$\sigma_L-\sigma_R$ $\sigma_L+\sigma_R$	0.215±0.015 0.23±0.08	$\rho=1$ $\rho=1$	SLAC (1979) NA4/CERN (1984)
$\nu_\mu e,\ \bar{\nu}_\mu e$	$\sigma(\nu_\mu e)$ $\sigma(\bar{\nu}_\mu e)$	0.215±0.032	与 ρ 无关	CHARM (1984)
$e^+e^-\to l^+l^-$	前后向不对称	0.18±0.02	$M_Z=$ 93±2GeV	PETRA (1984)
eA	原子中的宇称不守恒	0.205±0.034	与 ρ 无关	ENS (1984)
平均		0.227±0.010	$\rho=1$	
经过辐射校正		0.247±0.114	$\rho=1$	

参看 K. Winter 报告, CERN-EP/84-137, 18 October (1984).

面公式为

$$\frac{d\sigma}{dEe}=\frac{G^2m_e}{2\pi}\left[(g_V+g_A)^2+(g_V-g_A)^2\left(1-\frac{Ee}{E_\nu}\right)^2-\frac{m_eEe}{E_\nu^2}(g_A^2-g_V^2)\right], \quad (9.47)$$

其中 Ee 为电子反冲能量，E_ν 为入射中微子能量，m_e 为电子质量，g_V 和 g_A 为矢量和轴矢量耦合常数. 表 9.6 中给出，由格拉肖-温伯格-萨拉姆模型算出的图 9.9(a)—(d) 各种中性流过程的耦合常数数值. 带电流过程的耦合常数值: 对于中微子，$g_V=g_A=1$; 对于反中微子，$g_V=1$, $g_A=-1$.

表 9.6　格拉肖-温伯格-萨拉姆模型中微子-电子间耦合常数

反 应 过 程	g_V	g_A
(a) $\nu_\mu e \to \nu_\mu e$	$-\frac{1}{2}+2\sin^2\theta_W$	$-\frac{1}{2}$
(b) $\tilde{\nu}_\mu e \to \tilde{\nu}_\mu e$	$-\frac{1}{2}+2\sin^2\theta_W$	$+\frac{1}{2}$
(c) $\nu_e e \to \nu_e e$	$+\frac{1}{2}+2\sin^2\theta_W$	$+\frac{1}{2}$
(d) $\tilde{\nu}_e e \to \tilde{\nu}_e e$	$+\frac{1}{2}+2\sin^2\theta_W$	$-\frac{1}{2}$

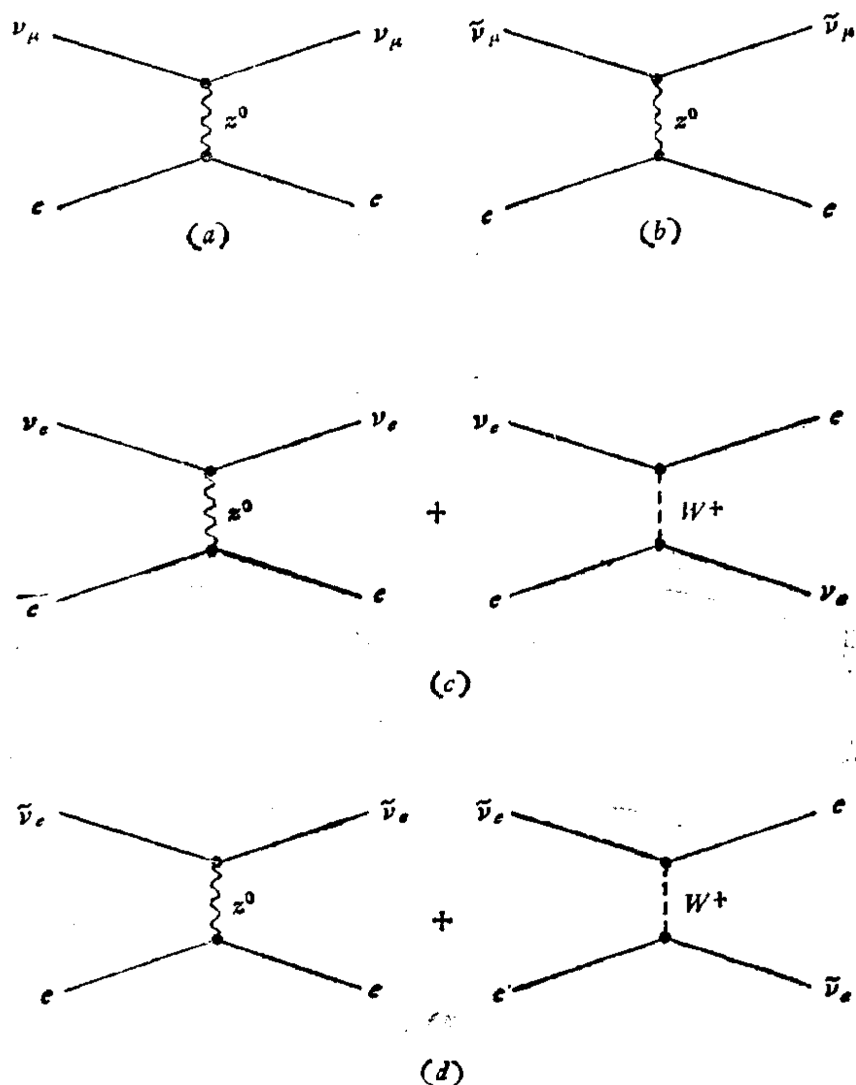


图 9.9　正、反μ中微子及正、反电子中微子和电子散射的费曼图

(a) $\nu_\mu e \to \nu_\mu e$, (b) $\tilde{\nu}_\mu e \to \tilde{\nu}_\mu e$, (c) $\nu_e e \to \nu_e e$, (d) $\tilde{\nu}_e e \to \tilde{\nu}_e e$.

实验上可以测量一些中性流过程的微分截面．将早期测得的微分截面数值和表 9.6 中有关耦合常数代入(9.47)式，可以算出

$$\sin^2\theta_W = 0.24 \pm 0.04. \tag{9.48}$$

9.2.2 中微子核子深度非弹性散射

前面介绍的弱电统一模型，主要讲 $W^{\pm}$，Z^0，γ 等粒子和轻子之间的相互作用．轻子分为弱同位旋二重态 (ψ_L) 和单态 (ψ_R)．在考虑强子的弱电相互作用时，可以用强子的部分子模型来讨论．强子是由层子组成的，层子也分为弱同位旋二重态(左手螺旋性)及单态(右手螺旋性)，在弱电作用中层子以卡比玻混合形式 (8.109) 出现． 中微子、层子作用的中性流截面中包括 $\sin^2\theta_W$项，

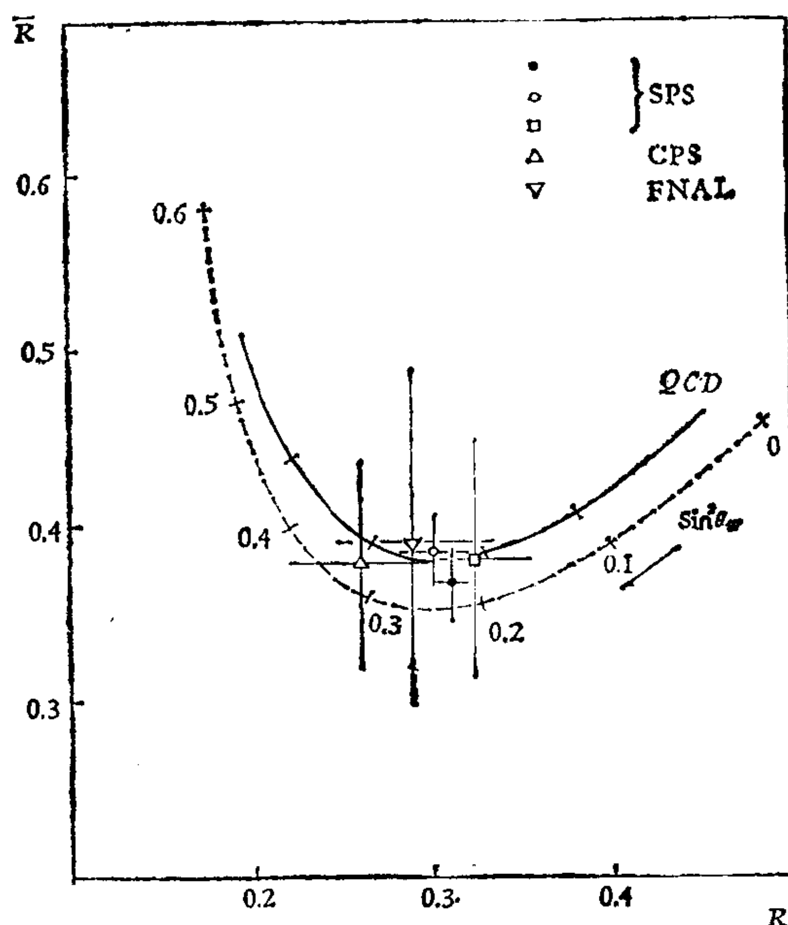


图 9.10 由表 9.7 各实验得到的反中微子及中微子和核子作用中性流及带电流全截面的比值 $\bar{R}=(\sigma_{NC}/\sigma_{CC})_{\bar{\nu}}$ 及 $R=(\sigma_{NC}/\sigma_{CC})_{\nu}$．曲线为 GWS 标准模型的计算值，“黑线”和“点线”分别代表“作了”或“没作”量子色动力学校正

理论上可以算出在入射中微子或反中微子时，中性流和带电流截面的比值．测量截面比值较测量截面的绝对值容易，因为这时，了解不够清楚的强子中层子分布函数的影响可以抵销，在表9.7和图9.10中给出了所测得的数据．由此得到的结果是

$$\sin^2\theta_W = 0.233 \pm 0.009, \tag{9.49}$$

与中微子-电子散射的结果基本符合．

表 9.7 中微子及反中微子的中性流和带电流全截面比值

研究所和实验组（图 9.10 中的标号）	平均中微子能量（GeV）	靶	$R=\left(\frac{\sigma_{NC}}{\sigma_{CC}}\right)_\nu$	$\bar{R}=\left(\frac{\sigma_{NC}}{\sigma_{CC}}\right)_{\bar{\nu}}$
CERN PS(△)	2	CF_3Br (Gargamelle)	0.26±0.04	0.39±0.06
FNAL (HPWF)(▽)	60	液体闪烁体	0.30±0.04	0.33±0.09
FNAL (CLTF)(▽)	50	Fe 量能器	0.27±0.02	0.40±0.08
CERN(ABCLOS)(□)	100	Ne-H_2(BEBC)	0.33±0.05	0.36±0.07
CERN (CDHS)(●)	100	Fe 量能器	0.31±0.01	0.37±0.03
CERN(CHARM)(○)	100	云石量能器	0.30±0.02	0.39±0.02

9.2.3 极化电子与氘核散射中的不对称

和带电流过程一样，中性弱流过程中也存在宇称不守恒的现象．因此在一些交换 γ 光子的过程中，如果也存在交换 Z^0 的中性弱流过程则将有宇称破坏． 其原因是： 和光子耦合的只有电磁矢量流；和 Z^0 耦合属于弱作用，存在矢量流和轴矢量流两部分．和 Z^0 耦合的轴矢流部分与和 γ、Z^0 两者耦合的矢量流部分的干涉项，给出了左、右不对称性．人们通过研究原子核 γ 跃迁，$n + p \to d + \gamma$ 以及用激光与铋原子作用等实验对此问题进行了多方面的验证．但最有说服力的实验是，1978 年在 SLAC 泰勒组完成的极化电子与氘核非弹性散射中截面左，右不对称性的测量，他们利用纵向极化电子束在氘核上散射，

$$e(\text{极化}) + d \to e' + X, \tag{9.50}$$

其中 X 为任意末态强子．图 9.11 给出此过程中弱作用和电磁作用的费曼图．

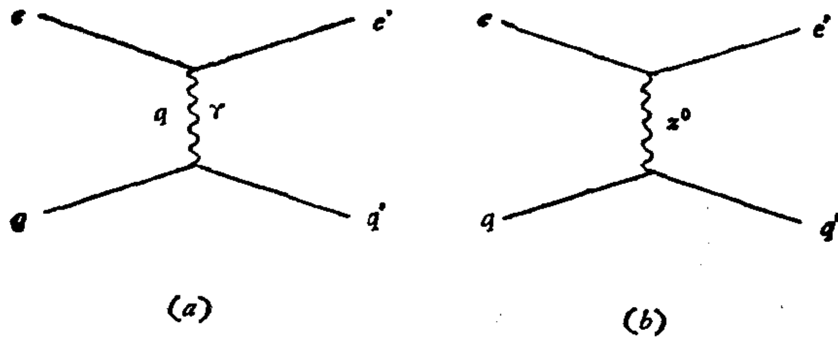


图 9.11 极化电子与氘核散射过程中，电子和层子之间耦合的弱中性流和电磁中性流

实验上测量不对称性

$$A=\frac{d\sigma_R-d\sigma_L}{d\sigma_R+d\sigma_L}, \tag{9.51}$$

其中 $d\sigma_R$ 是右旋极化电子非弹性散射微分截面，$d\sigma_L$ 是左旋极化电子非弹性散射微分截面．如果只有电磁作用，如图 9.11(a)，则宇称守恒，应有 $A=0$．如果中性弱流，图 9.11(b)也存在，则有宇称破坏效应，$d\sigma_R$ 不等于 $d\sigma_L$，$A\neq 0$． 泰勒实验组测得的结果是

$$\frac{A}{q^2}=-(9.5\pm 1.6)\times 10^{-5}(\mathrm{GeV})^{-2}, \tag{9.52}$$

其中 q^2 是此过程中四动量交换的平方，结果和 GWS 理论预言一致．

$$A\sim -10^{-4}q^2. \qquad (q^2 \text{ 单位为 } \mathrm{GeV}^2) \tag{9.53}$$

泰勒组进行这一工作的实验设备见图 9.12，其方法是：SLAC 的电子直线加速器提供 16—22GeV 的极化或不极化的电子束流．

束流极化度 $|P_e|$ 和极化方向可用极化仪测量. 极化仪是根据极化电子束和磁化铁膜中电子穆勒散射(电子-电子散射)中存在左、右不对称性设计的. 非弹性散射中的次极电子聚焦并通过谱仪进行动量分析，然后被气体切伦科夫计数器及其后的铅玻璃簇射计数器记录,以测定其速度和能量,这样可以鉴别是否是电子.

极化电子源是由染料激光器产生的线偏振光，通过泡克耳斯盒（*pockels' cell*）把它变成圆偏振光. 泡克耳斯盒是一种双折射晶体,可以利用加在其上的高压电场,改变通过它的偏振光的偏振方向. 用这种偏振光在砷化镓晶体价带及导带之间进行光抽运，形成纵向极化电子源. 用可转动的方解石棱镜转动激光的极化平面，以调整极化电子束的极化度和极化方向. 实验步骤是:

1. 用来自电子枪的非极化电子束测量非对称性,得到 $A/|P_e| = (-2.5\pm2.2)\times10^{-5}$, 用以检查这种方法的灵敏度，和束流监测系统的可靠性.

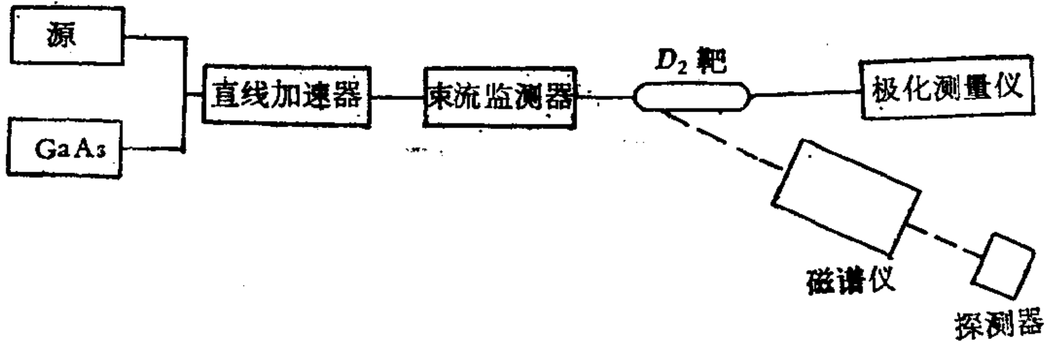


图 9.12　SLAC 进行极化电子氘核散射实验布置图

2. 将方解石棱镜置于 0°, 45° 和 90° 的方位角. 在 $\phi=45°$ 时,由 GaAs 源中射出的电子应为不极化的;在 $\phi=0°$ 或 90° 时，如果泡克耳斯盒上的电压为正(负)，极化应为 $R(L)$ 或 $L(R)$. 图 9.13 中给出所测不对称性和 ϕ 角的函数关系.

3. 改变电子束能量,由 16 到 22 GeV. 束流在打击氘靶前,经过 24.5° 的磁偏转,在此过程中，电子自旋将超前动量方向一个角度,

$$\theta_{进动}=\frac{E_0}{mc^2}\frac{g-2}{2}\theta_{偏转}. \tag{9.54}$$

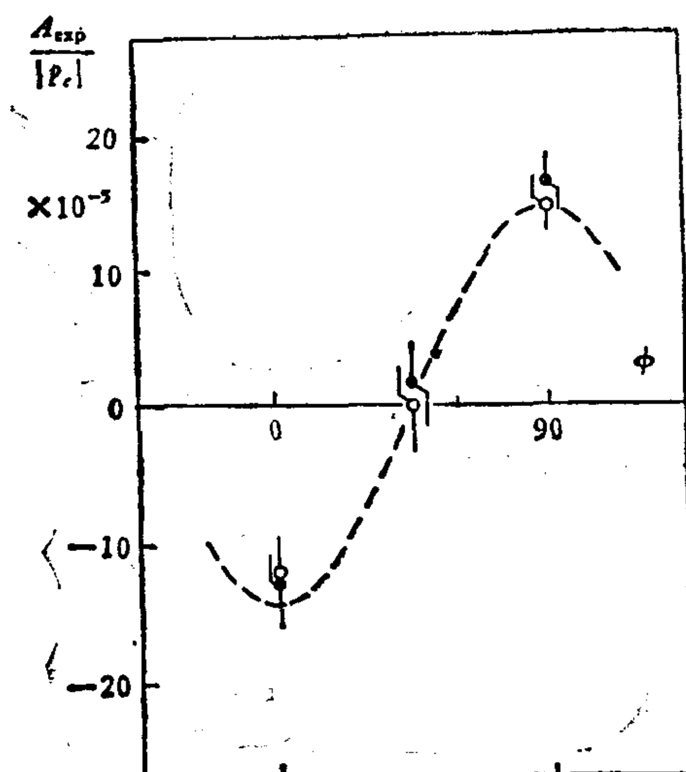


图 9.13　实验得到的 9.51 式中不对称性 A 与方解石方位角之间的关系曲线

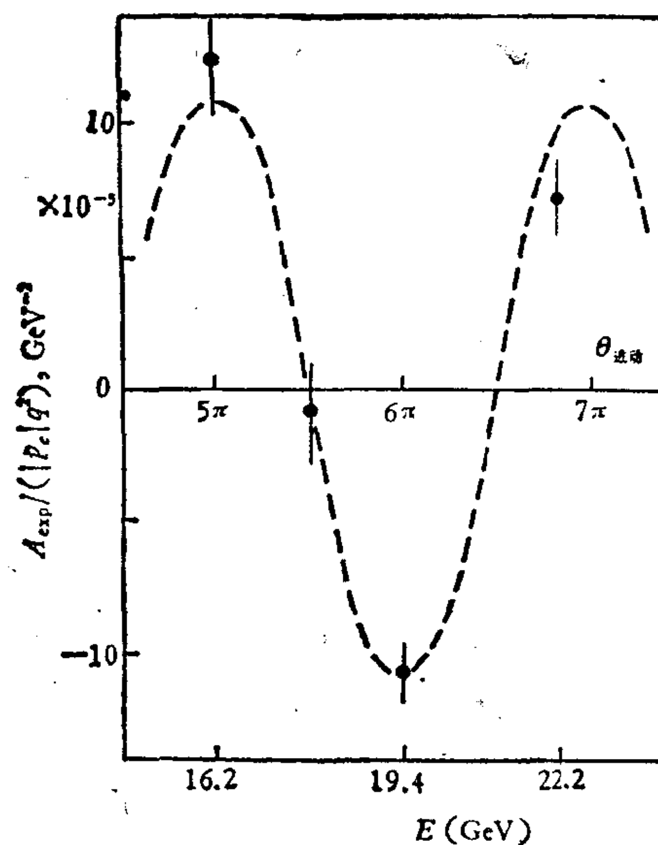


图 9.14　SLAC 实验中不对称性随电子束流能量的变化，曲线反映了电子自旋 $g-2$ 转动情况

因此，当束流能量 E_0 变化时，反应纵向极化度的不对称性，将因 $g-2$ 效应发生变化，如图 9.14.

用这种方法测量极化电子束散射的非对称性，精度可达 10^{-5}. 1978 年测得 9.52 式的结果，有力地支持了格拉肖-温伯格-萨拉姆理论.

9.2.4. 正负电子湮灭产生轻子或层子对的前后不对称性

在高能正负电子对撞机上测量

$$e^+e^- \to \mu^+\mu^-, \tag{9.55}$$

$$e^+e^- \to \tau^+\tau^-, \tag{9.56}$$

$$e^+e^- \to \bar{c}c, \tag{9.57}$$

等过程末态费米子角分布中的前后不对称性，也可以观察弱电干涉效应. 因为不对称参数 A 随能量增长很快，因此在更高能量的对撞机(亮度要求也高)上进行这种实验是有利的. 西德 DESY 的 PETRA 对撞机上 JADE 和 TASSO 两组首先得到了这方面的实验结果.

正、负电子湮灭产生轻子或层子对的过程可以通过湮灭成 γ 光子进行，也可以通过湮灭成 z^0 进行(图 9.15). 两者干涉结果使

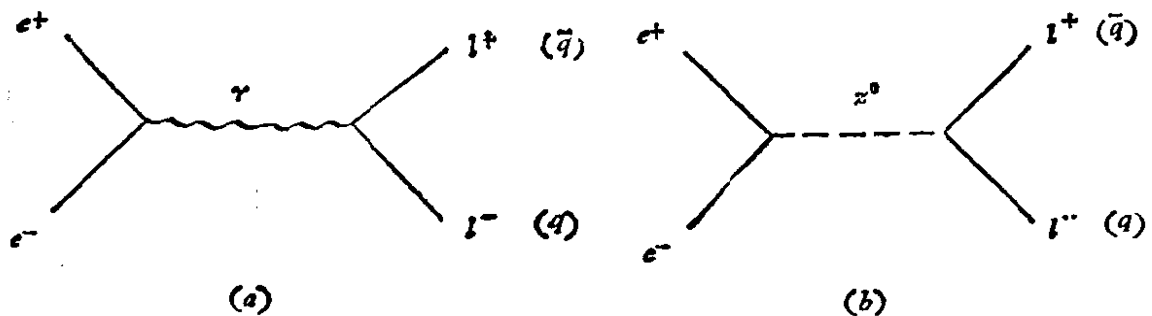


图 9.15 标准模型中 $e^+e^-\to l^+l^-$ 或 $\bar{q}q$ 过程费曼图

这里末态轻子或层子微分截面，在质心系中并不各向同性，而有前后不对称的分布. 其不对称系数 $A_f(\theta)$ 的具体定义为

$$A_f(\theta) = \frac{\left.\dfrac{d\sigma(e^+e^-\to f\bar{f})}{d\cos\theta}\right|_\theta - \left.\dfrac{d\sigma(e^+e^-\to f\bar{f})}{d\cos\theta}\right|_{\pi-\theta}}{\left.\dfrac{d\sigma(e^+e^-\to f\bar{f})}{d\cos\theta}\right|_\theta + \left.\dfrac{d\sigma(e^+e^-\to f\bar{f})}{d\cos\theta}\right|_{\pi-\theta}}. \tag{9.58}$$

可以算出，$A_f(\theta)$ 与 $\theta=0$ 时 $A_f(0)$ 的关系为

$$A_f(\theta)=A_f(0)\frac{2\cos\theta}{1+\cos^2\theta}, \tag{9.59}$$

其中 $A_f(0)$ 的近似形式为

$$A_f(0)\simeq\frac{2gSA_eA_f}{Q_f(1-S/M_z^2)}, \tag{9.60}$$

Q_f 为电荷，$S=E_{cm}^2$，A 为轴矢量耦合常数.

如果实验仪器的接收度为 4π 立体角，则平均不对称性系数 $\langle A_f\rangle$ 有

$$\langle A_f\rangle=\frac{\sigma(\theta<\pi/2)-\sigma(\theta>\pi/2)}{\sigma(\theta<\pi/2)+\sigma(\theta>\pi/2)}=\frac{3}{4}A_f(0). \tag{9.61}$$

实际仪器的接收度一般小于 4π，故实际的 $\langle A_f\rangle$ 应较上值小些. (9.59)和(9.61)两式对于所有基本费米子，无论是轻子对或是层子

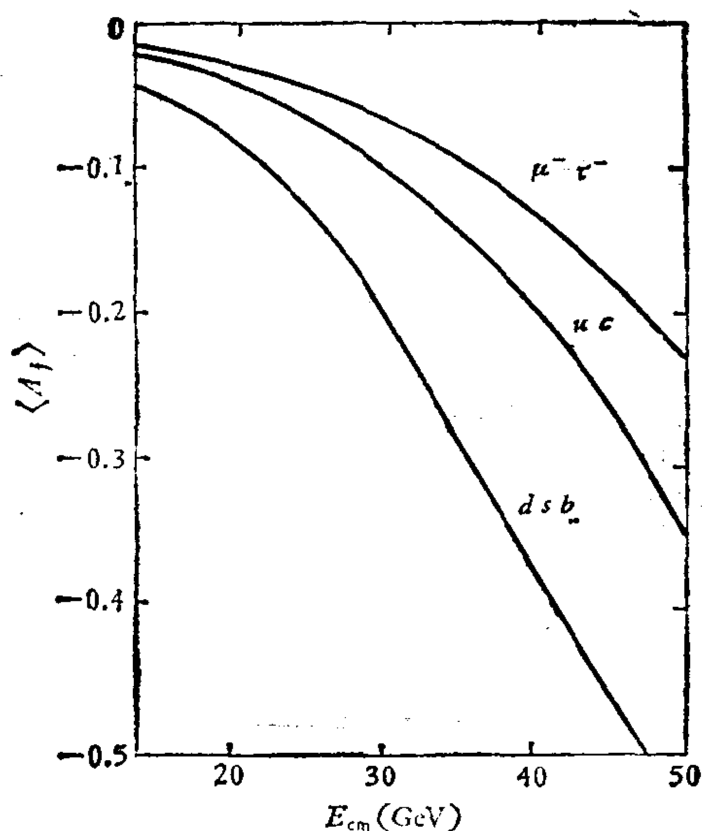


图 9.16 根据格拉肖-温伯格-萨拉姆模型理论计算的不对称性平均值 $\langle A_f\rangle$

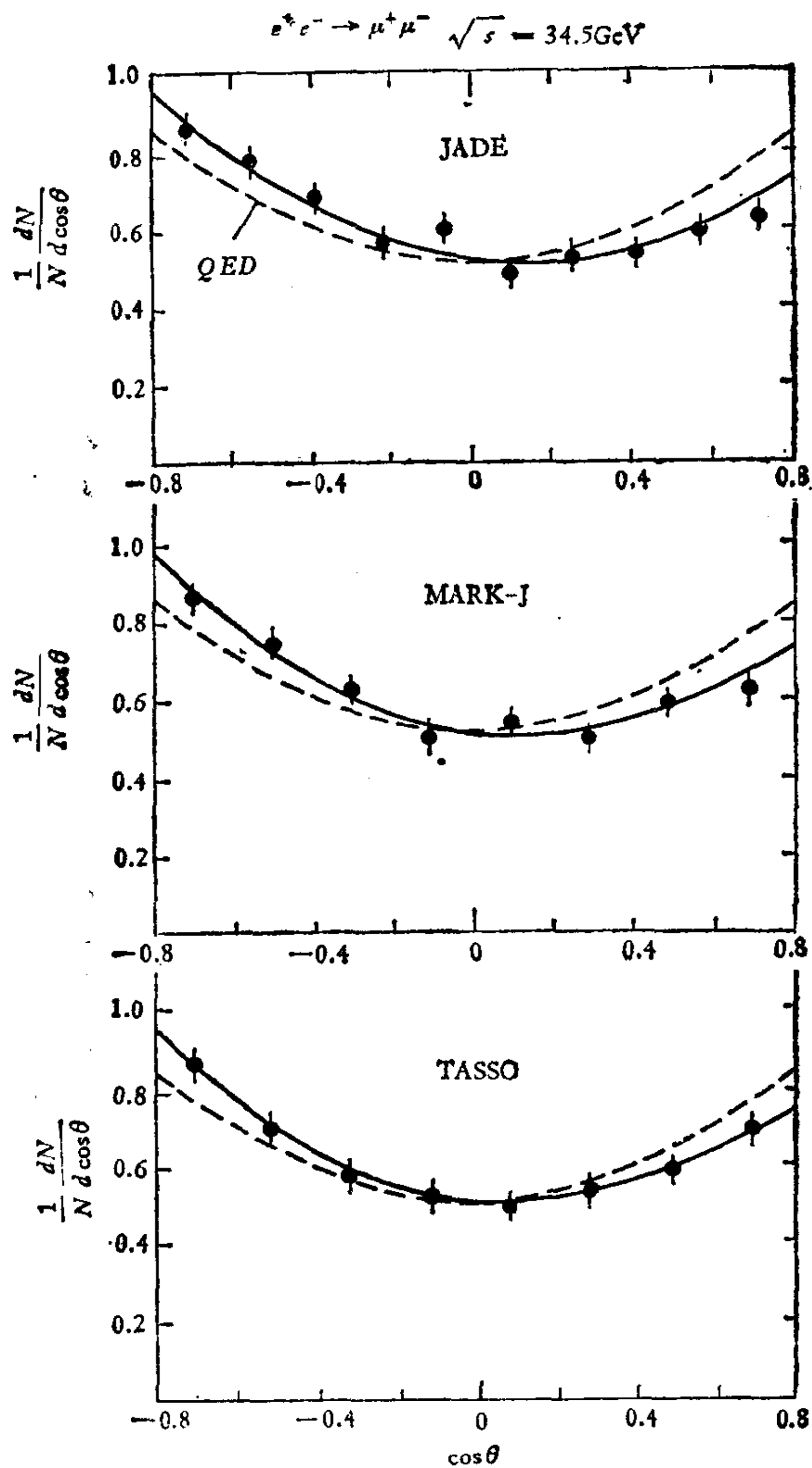


图 9.17 PETRA 各实验组所测 $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ 末态粒子角分布，实验数据已经进行了辐射修正。点线为量子电动力学预言的对称角分布 $1+\cos^2\theta$，实线为根据模型计算与实验数据拟合的结果。

表 9.8 PETRA 各实验组 $e^+e^-\to\mu^+\mu^-$ 末态角分布不对称性数据

实 验	$\sqrt{S}$ GeV	$\langle A_\mu\rangle$%	$\langle A_\mu\rangle_{理论}$%
CELLO	34.2	−6.4±6.4	−9.2
JADE	34.4	−11.0±1.8	−9.3
MARK-J	34.6	−11.7±1.7	−9.5
PLUTO	34.7	−12.4±3.1	−9.5
TASSO	34.5	−9.1±2.3	−9.5
综 合	34.5	−10.8±1.1	−9.4

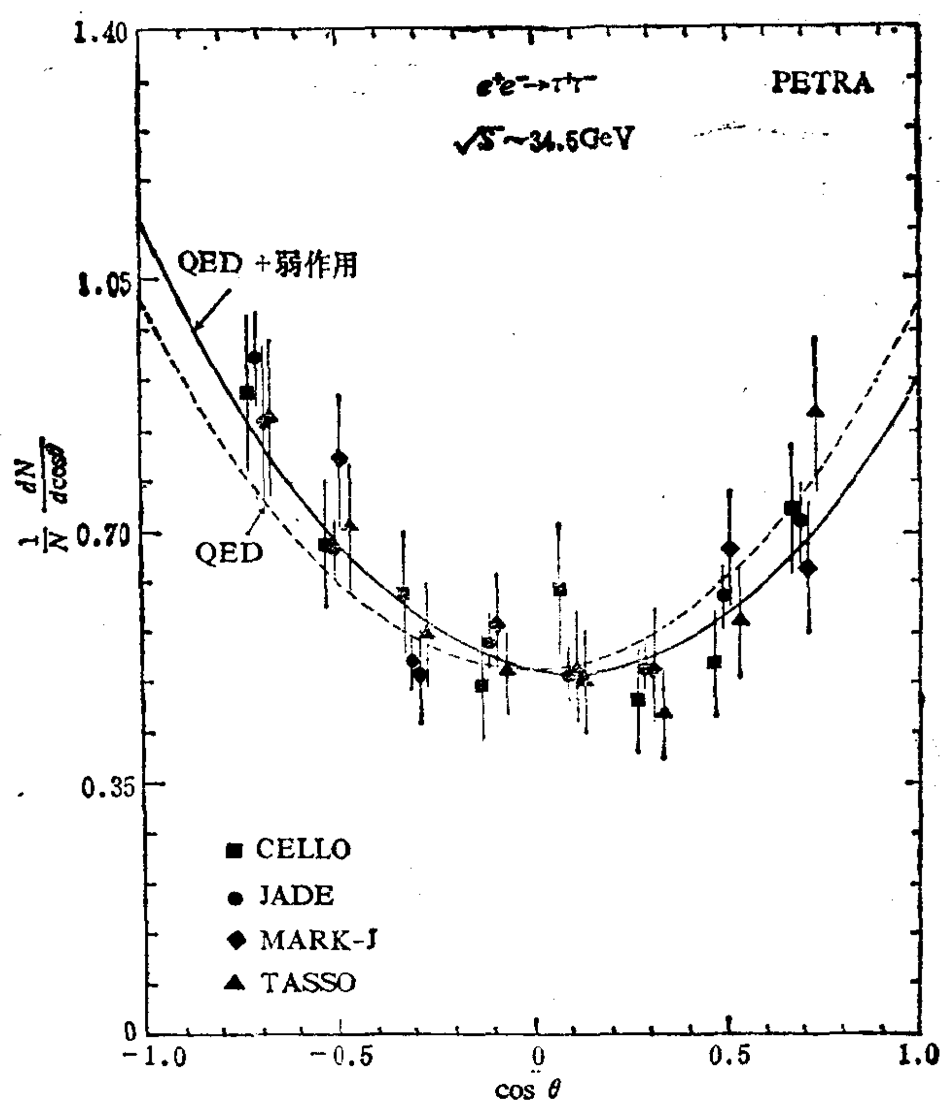


图 9.18 PETRA 各实验组，在 $\sqrt{S}\sim$34.5GeV 时所测 $e^+e^-\to\tau^+\tau^-$ 过程末态角分布数据综合结果，实线表明数据拟合结果中存在不对称性，点线为量子电动力学预言的结果

对都正确，但产生电子对则例外. 因为 $e^+ + e^- \to e^+ + e^-$ 过程除图 9.15 的一级过程外，尚有某些二级过程，也有类似的前后不对称性。

图 9.16 给出在 PERTA 能区，对于不同基本费米子，根据格拉肖-温伯格-萨拉姆理论算出的不对称性系数 $\langle A_f \rangle$ 随 e^+e^- 对撞总能量 $\sqrt{S}$ 的关系曲线.

图 9.17 给出 PETRA 对撞机各实验组测得的 $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ 末态粒子角分布，由这些曲线可以看出，在质心系能量 $E_{cm} = 34.5$ GeV 时，角分布曲线已经有了前后不对称性. 与量子电动力学预言的电磁作用中角分布前后对称，有明显的差别.

表 9.8 中总结了 1983 年前 PETRA 各实验组得到的 $\mu^\pm$ 对产生中的不对称性结果. 如果将各组结果按统计权重进行平均，得到在 $E_{cm} = 34.5$GeV 时

$$\langle A_\mu \rangle_{平均} = (-10.8 \pm 1.1)\%. \tag{9.62}$$

这一结果和由格拉肖-温伯格-萨拉姆模型计算的 $\langle A_\mu \rangle_{理论} = -9.4\%$ 基本符合.

图 9.18 给出了 1983 年前PETRA各实验组所测 $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$

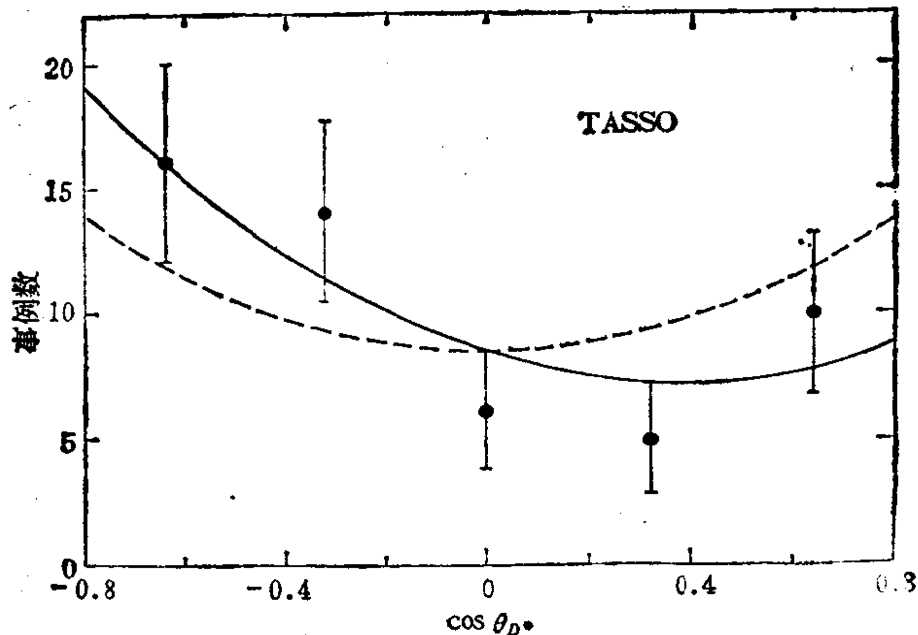


图 9.19 TASSO 组 $D^{*\pm}$ 产生的角分布. 其中 θ 为 e^-束和 $k^-\pi^+\pi^+$ ($k^+\pi^-\pi^-$)系统的夹角，点线正比于 $1+\cos^2\theta$，实线表示实验数据拟合 $d\sigma/d\cos\theta \sim 1 + a\cos\theta + \cos^2\theta$

末态角分布．实验统计不多，由于本底较多，所测$\langle A_\tau\rangle$值约有2%的不确定性．将各组数据综合处理得到平均不对称性，

$$\langle A_\tau\rangle_{平均}=(-7.6\pm1.9)\%,$$

与理论计算结果$\langle A_\tau\rangle=-9.4\%$尚符合．

图9.19给出TASSO组所测$e^+e^-\to c\bar{c}$过程末态角分布的初步结果．末态粲粒子的分析较为复杂，初步得到的

$$A_c=0.28\pm0.13 \tag{9.63}$$

和根据格拉肖-温伯格-萨拉姆模型的理论计算值$A_c=0.14$尚符合．这一结果初步说明，在$e^+e^-\to c\bar{c}$过程中，有弱流的贡献．

总之$e^+e^-\to\bar{f}f$的末态费米子角分布的实验结果给出的平均不对称系数$\langle A\rangle$值，均和格拉肖-温伯格-萨拉姆理论较为符合．

9.2.5. 中间玻色子($w^\pm$、z^0)的实验发现

对格拉肖-温伯格-萨拉姆理论最重要和最直接的实验证实，是发现这一理论预言存在的中间玻色子$w^\pm$和z^0．经过人们多年的努力，这一工作终于在1983年由CERN完成了．

六十年代初即已提出弱作用可能是由质量很大的矢量中间玻色子($w^\pm$)传递的．六十年代末格拉肖-温伯格-萨拉姆理论提出还应存在中性矢量中间玻色子(z^0)．1973年实验证实中性流存在．在通过一些实验测定温伯格角($\sin^2\theta_w$)之后，可以很具体地估计出$w^\pm$的质量约为80GeV，z^0的质量约为90GeV．实验上发现这些粒子的困难在于：(i)需要高能量加速器，以便能把这些粒子产生出来，(ii)产生截面小，需要很强的束流强度或对撞机亮度，以便产生一定数量的中间玻色子，(iii) $w^\pm$粒子衰变成高能电子和中微子，$w^\pm\to e^\pm+\nu_e(\bar{\nu}_e)$，末态中微子难以测量．

以寻找弱作用中间玻色子为主要目的，CERN将其超级质子同步加速器(SPS)改造成为正、反质子对撞机，这样既使是通过正、反质子中的层子、反层子对撞产生$w^\pm$，能量也是足够的．$\bar{p}p$对撞机的亮度设计为$1\times10^{30}\mathrm{cm^{-2}\cdot s^{-1}}$．应能产生出足够数量的中间玻色子．这台对撞机利用了“电子随机冷却”等新技术，于1981

年 10 月建成.

在这台对撞机上设计建造了两台庞大、复杂的探测系统——UA1 和 UA2 谱仪. UA1 (图 9.20)的外形尺寸约为 $7 \times 7 \times 12m^3$, 主要包括园柱型漂移室类型的中心探测器、电磁量能器、强子量能器、磁铁和 μ 子鉴别器等部分,还有一些类型的小角度探测器. 这台探测器可以记录高能带电粒子径迹, 漂移室的位置灵敏度高达 $250\mu m$; 可以测量高能带电粒子的电离, 准确度可达 6%; 可以测定高能电子和光子的能量和位置; 可以区分高能 μ 介子和中微子,适合进行中间玻色子的研究工作. UA2 (图 9.21)谱仪的结构较复杂,大角度($40° < \theta < 140°$)以及前后向 ($20° < \theta < 37.5°$, $142.5° < \theta < 160°$) 分别设置了探测系统. 中心园柱型室作为顶点探测器, 测量各带电粒子径迹. 顶点探测器还包括四个多丝正比室和两个漂移室,用之测定粒子径迹和电离,它在各方向的位置精度约为 ±1mm.

顶点探测器周围设置电磁和强子量能器, 是由 240 个塔型结构的探测系统组成的,它们都指向对撞中心,可以测定电磁簇射的位置, 精度达 3mm.

前-后向探测系统($20° < \theta < 37.5°$ 和 $142.5° < \theta < 160°$). 磁环体 (TOROID)带有平均磁场 0.38T-m. 每组探测器中包括三组漂移室,每组中三个漂移室,分别与磁场方向成 −7°, 0°, +7°. 其后配置有电磁簇射量能器及其转换体和定位用多丝正比室.

UA1 和 UA2 两台谱仪的组成及其指标分别在图 9.20 和 9.21 中列出.

发现 $w^\pm$ 粒子, 主要需寻找在它产生($p + \bar{p} \to w^\pm + x$)以后进行衰变($w^\pm \to e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e)$) 的事例. 需要 (i) 从高能带电粒子(强子, μ 子,电子等)中鉴别出电子($e^\pm$),(ii)可以测出 $e^\pm$ 的动量、位置及飞行时间, (iii) 根据能量和动量守恒, 可以确定出丢失能量(由 ν_e 或 $\bar{\nu}_e$ 带走)及其消失方向, 且可将 μ 和 ν 区分开. UA1 和 UA2 可以满足这些要求.

CERN 的 $p\bar{p}$ 对撞机在 1982 年底将近一个月的运行中, 总共

约发生了十亿次 $p\bar{p}$ 碰撞，其中约有 1.4×10^5 个是单电子触发事例．经过对量能器信息的分析，带有横向能量 E_T 大于 15GeV 的事例，共 2.8×10^4 个．再用中心探测器作粒子径迹重建，剩下 2125 个质量好的照片．再经过是否属于电磁簇射，有无喷注性及有无大的丢失能量等条件的严格筛选，确定出 5 个事例是不带喷注的 $e^\pm$ 事例，而且它们是既带有大横动量的 $e^\pm$，又带有大横丢失能量的 $\nu_e(\tilde{\nu}_e)$ 的事例．根据 $e^\pm$ 和 $\nu_e(\tilde{\nu}_e)$ 的动量和飞行方向作 $w^\pm \to e^\pm + \nu_e(\tilde{\nu}_e)$ 二体衰变的运动学计算，并经过各种因素的校正，得到衰变前粒子的质量为

$$M_w = 81 \pm 5\text{GeV}. \tag{9.64}$$

它与理论上估算的弱作用中间玻色子 $w^\pm$ 的质量符合得很好．到 1983 年 8 月为止，已增加到 52 个 $w^\pm$ 粒子事例．经过几何因子等修正，可以得到 $w^\pm$ 粒子的产生截面值：

$$(\sigma \cdot B)_w = (0.53 \pm 0.08 \pm 0.09)\text{nb}$$

这一结果也和理论上预言的截面数值：

$$(\sigma \cdot B)_w = 0.39\text{nb}$$

一致．实验数据中的误差，第一个是统计误差，第二个是系统误差．

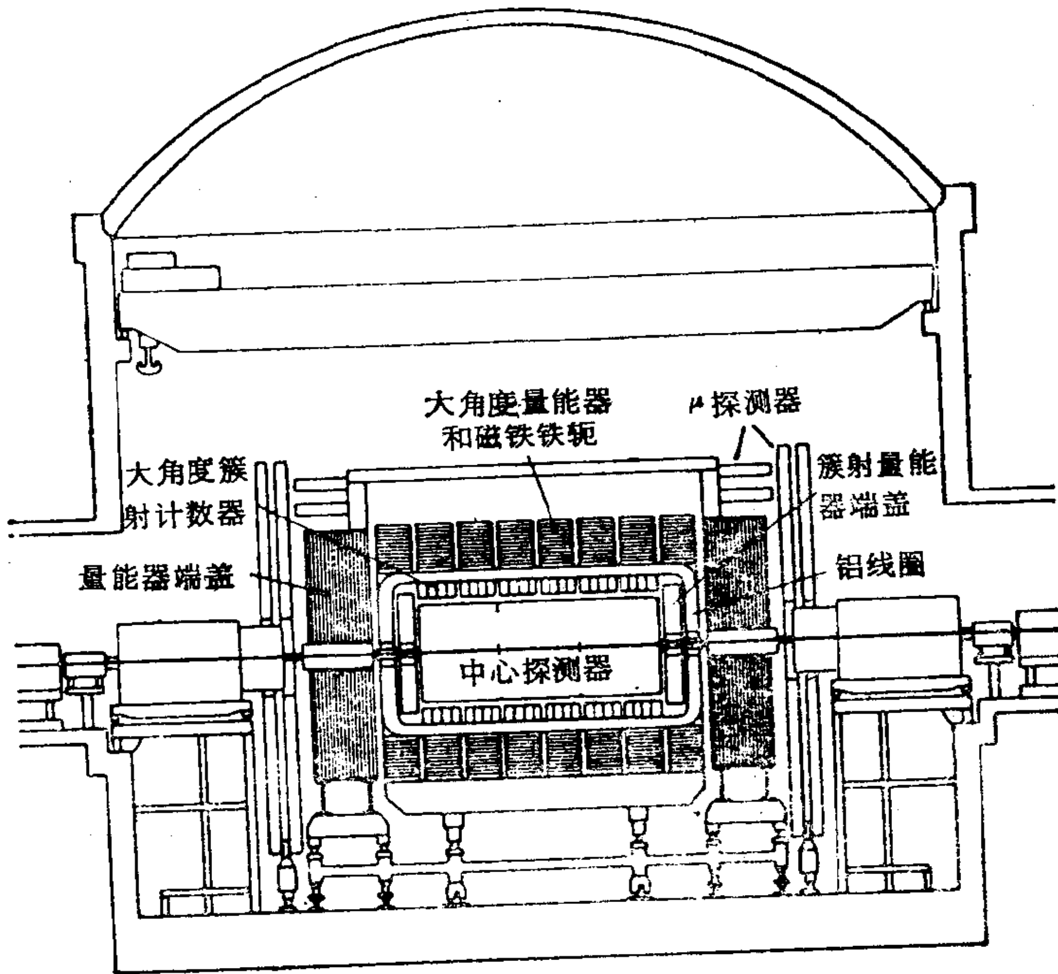
UA2 实验组在相同的 $p\bar{p}$ 碰撞事例中，观察到 4 个 $w^\pm$ 事例，质量也接近 80GeV．

1983 年 1 月 CERN 宣布，在 UA1 和 UA2 实验中同时发现了 $w^\pm$ 粒子．1983 年 6 月 CERN 又宣布，UA1 实验组发现了 z^0 粒子．在 CERN 能量下，z^0 粒子的产生几率比 $w^\pm$ 粒子的产生几率约少 10 倍．因此，z^0 粒子是在又花了四个多月时间，将 $p\bar{p}$ 对撞机的亮度提高了十倍以后，1983 年 5 月 4 日才发现的．到 6 月 1 日宣布时，CERN 已找到了 5 个 z^0 粒子事例．并初步定出其质量为 $M_{z^0} = (95.1 \pm 2.5)\text{GeV}$．$z^0$ 粒子在 $p\bar{p}$ 对撞中产生后，以 10^{-20}s 的寿命衰变为正，负电子对，

$$z^0 \to e^+ + e^-$$

同年 8 月，UA2 实验组宣布，在总积分亮度为 131nb^{-1} 的实

UA1


大角度量能器
和磁铁铁轭
μ探测器
大角度簇
射计数器
簇射量能
器端盖
量能器端盖
铝线圈
中心探测器

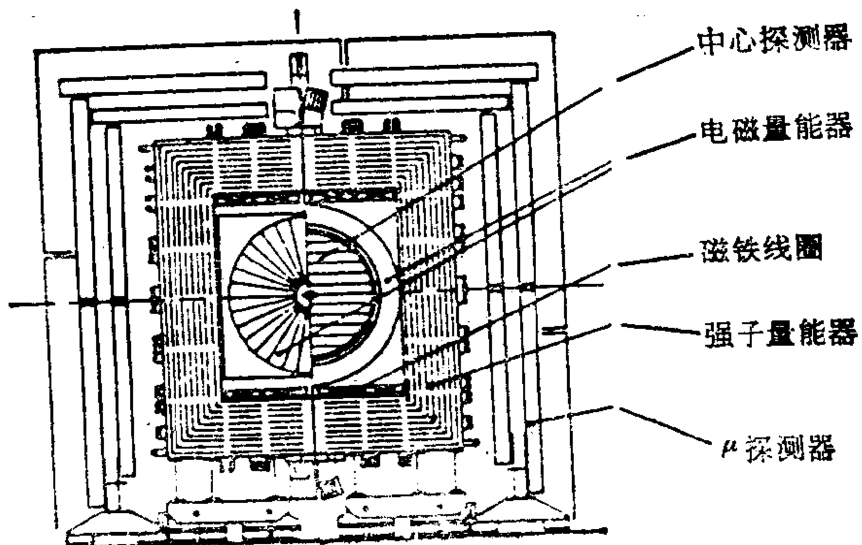

中心探测器
电磁量能器
磁铁线圈
强子量能器
μ探测器

图 9.20 CERN $p\bar{p}$ 对撞机上的 UA1 谱仪*

UA1 谱仪结构和参数

磁铁	偶极磁场强度达 0.7T-m, *Al* 线圈，磁场体积=7.0×3.5×3.5m^3.
中心探测器	园柱形(长 6m, 直径 2.2m)，由六个单元组成，包括漂移空间为 18cm 的漂移室. 复盖角 $5° < \theta < 175°$. 60%乙烷+40%氩. 三维读出，漂移方向数字读出，沿丝方向用电荷分配法读出. 平均每条径迹 110 个空间点. 在漂移平面，$\sigma \simeq 250\mu m$; 沿丝方向，$\sigma \simeq 2\%$丝长; $\frac{dE}{dx}$ 测量，$\sigma \simeq 6\%$.
电磁量能器	铅——闪烁体夹层($26X_0$)用 *BBQ* 读出，柱向($25° < \theta < 155°$)，端盖($5° < \theta < 25°, 155° < \theta < 175°$). $(\sigma_E/E)^2 = (0.15/\sqrt{E})^2 + (0.016)^2$, $\sigma_x = 4cm/\sqrt{E}$(θ 方向), $\sigma_y = 16cm/\sqrt{E}$(ϕ 方向), $\sigma_{E_t}/E_t = 0.12/\sqrt{E_t}$.
强子量能器	铁——闪烁体夹层，用 *BBQ* 读出，利用磁铁铁轭的铁片. 桶部 16 次取样(每层 5cm 铁，1cm 闪烁体)，端盖部分 23 次取样，$\Delta E/E \simeq 0.8/\sqrt{E}$.
μ 子鉴别器	大面积漂移管阵列(8 层)；角分辨，$\sigma = 1mrad$.
前向探测器	$0.2° < \theta < 5°$ 和 $0 < \phi < 2\pi$. 快度接收度 $3.4 < \|y\| < 7.4$. 端盖室. 触发计数器(4cm 厚闪烁体). 电磁量能器(4 个铅——闪烁体单元，每个 $7.2X_0$). 第一和第二电磁量能器单元之间有电磁簇射室(正比室、延迟线读出). 强子量能器(6 个单元，每个 $1.7\lambda_{吸收}$). 在第一、二个强子量能器单元之间，有强子簇射室.
罗曼盒	由 8 个漂移室组成，在对撞点两侧 ±22m 处，每边 4 个，垂直进入 SPS 的真空管道.

UA1 参考文献

1. G. Arnison et al., *Phys. Litt.* **107B**, 320(1981).
2. M. Calvetti, the UA1 Central Detector, Proceedings of Int. Conf. on Instrumentation for Colliding Beam Physics. *SLAC*-250, Feb., 17—23 (1982).
3. M. Calvetti et al., *Nucl. Instr. and Meth*, **176**, 175(1980).
4. M. Calvetti et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **176** 217(1980).

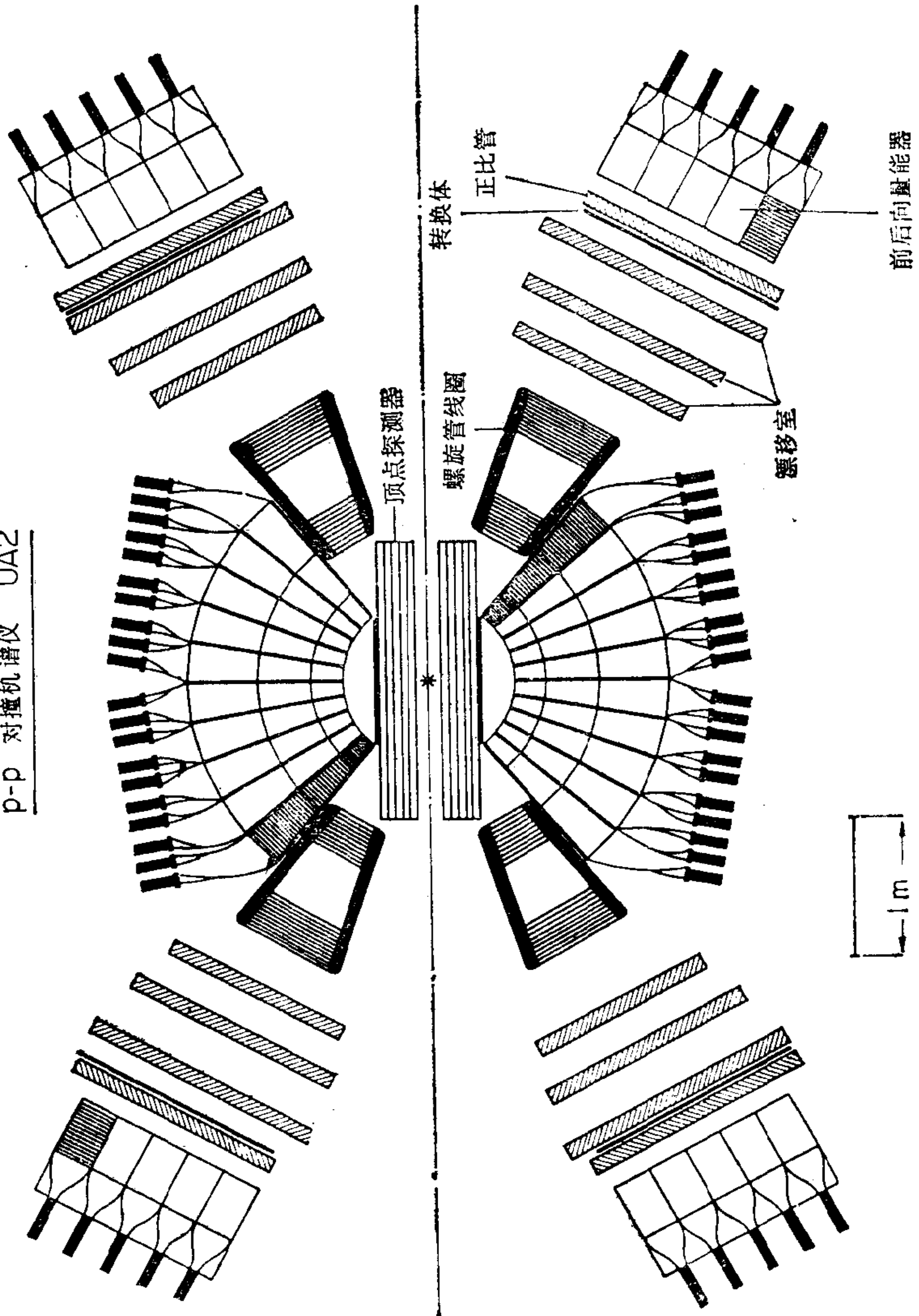

p-p̄ 对撞机谱仪 UA2
顶点探测器
螺旋管线圈
转换体
正比管
前后向量能器
漂移室
1m

图 9.21　CERN $p\bar{p}$ 对撞机上的 UA2 谱仪*

UA2 谱仪结构和参数

合作单位　波恩大学，CERN，哥本哈根 NBI，奥塞 LAL，巴维阿大学和 INFN，萨克莱，CEN.

中心探测器

径迹室　$20°<\theta<160°$，ϕ 方向为 2π，4 个柱状多丝正比室（MWPC）带有罗旋线阴极、在 45° 读出．各坐标对顶点位置分辨率 $\sigma=1$．一个柱状闪烁体描迹仪，24 个条．

簇射计数器　$40°<\theta<140°$，ϕ 方向为 2π，前簇射计数器是一个柱状多丝正比室，阴极由丝及螺旋状阴极条上读出脉冲幅度．其前面有 $1.5X_0$ 厚度的钨柱，$17X_0$ 厚度的铅闪烁体夹层电磁量能器，4 个吸收长度的铁——闪烁体夹层强子量能器，BBQ 读出．塔状结构单元，$\Delta\phi\times\Delta\theta=15°\times10°$，纵向有 3 个组分，电磁量能器能量分辨率 $\sigma_E/E=14\%/\sqrt{E}$，强子量能器能量分辨率 $\sigma_E/E\sim60\%/\sqrt{E}$．

前后向谱仪

磁铁　两个磁环体，平均积分磁场 0.38T-m．$20°<\theta<37.5°$ 和 $142.5°<\theta<160°$，θ 方向占 2π 的 80%．每边 12 个谱仪扇面．

径迹室　每个扇面 9 个漂移室平面，5cm 漂移空间，$\sigma_p/p\sim0.006p$

簇射计数器　前簇射计数器是 4 层多管正比室，其前方有 $1.4X_0$ 铅、铁转换体，$\sigma_x=\sigma_y=5$mm．
$24+6X_0$ 铅——闪烁体夹层电磁量能器，BBQ 读出．

单元大小　$\Delta\phi\times\Delta\theta=15°\times3.5°$；纵向有两个部分，$\sigma_E/E=15\%/\sqrt{E}$．

UA2 参考文献

1. UA2 Collaboration, M. Banaer et al., Contribution to the International Conference on Experimention at LEP; Uppsala 15—20 June. 1980.
2. V. Hungerbuhler, Proceedings of the Moriond Workshop on Lepton Pair Production, ed. by J. Tran. Thanh van (Frontieres, 1981), P.223.
3. UA2 Collaboration, Proceedings of the 2nd International Conference on Physics in Collisions, Stoclcholm, 2—4 June 1982, and CERN-EP/82—107.

验中，发现了 8 个 $z^0 \to e^+ + e^-$ 或 $e^+ + e^- + \gamma$ 的事例，其截面和格拉肖-温伯格-萨拉姆理论估计一致，

$$M_{z^0} = 91.9 \pm 1.3 \pm 1.4\text{GeV}, \quad \Gamma < 11\text{GeV}.$$

表 9.9 中给出了 CERN 1982 年 10 月 $p\bar{p}$ 对撞机开始运行后近两年中，UA1 和 UA2 两个实验组在 $w^\pm$，z^0 粒子方面的实验结果。

这些弱作用中间玻色子的发现，进一步证明格拉肖-温伯格-萨拉姆弱电统一理论是正确的，能够用 $SU(2) \times U(1)$ 的规范理论将弱电作用统一起来，这使想进一步将强作用、万有引力作用也统一在一起的大统一及超对称、超引力理论工作者增强了信心。

在 CERN 工作的意大利物理学家卡洛、鲁比亚(Carlo Rubbia)和荷兰科学家西蒙·范德梅尔 (Simon. Van. der Meer)由于对导致发现弱相互作用的传递者场粒子 $w^\pm$ 和 z^0 的大型工程作出决定性的贡献，被授予1984年度诺贝尔物理学奖。

表 9.9 弱作用中间玻色子($w^\pm$, z^0)实验结果(1984 年 3 月)与理论预言比较

	UA1	UA2	标准模型
M_w(GeV)	$83.5^{+1.1}_{-1.0} \pm 2.7$	$81.2 \pm 1.1 \pm 1.3$	$83.0^{+2.9}_{-2.7}$
M_z(GeV)	$93.0 \pm 1.4 \pm 3.0$	$92.5 \pm 1.3 \pm 1.5$	$93.8^{+2.4}_{-2.2}$
M_z-M_w(GeV)	$9.5 \pm 1.8 \pm 4.0$	$11.3 \pm 1.5 \pm 2.0$	10.8 ± 0.5
$\sin^2\theta = 1 - \frac{M_w^2}{M_z^2}$	0.194 ± 0.031	$0.229 \pm 0.03 \pm 0.008$	0.247 ± 0.114
ρ	$1.026 \pm 0.037 \pm 0.019$	$0.996 \pm 0.033 \pm 0.009$	1.00
文献	Proc. XXIII Inter. Conf. on High Energy Physics, Berkeley, (1986) p982.	Z. fur Phys. **30**C, 1 (1986)	

习　　题

1. 在轻子-层子对称模型中，如果考虑正反粒子的螺旋性、味道、颜色各参量，共有多少种不同状态？试用 $SU(2)$ 对称群和 $U(1)$ 对称群将这些状态分类。

2. 画出几种中性流过程的费曼图，并说明为什么中性流过程一定是通过交换 z^0 粒子实现的。

3. 弱电统一理论给出电磁作用耦合常数 e 和弱作用耦合常数 g 之间的关系：

$$e^2/g^2 = \sin^2\theta_w,$$

试根据 g 和费米耦合常数 G 之间关系，导出 w^+ 的质量，其中温伯格角 θ_w 由实验确定。

4. 温伯格角 θ_w 是怎样引进的，它的物理意义何在？

5. 利用公式(9.47)和表(9.6)，绘出 ν_e，$\bar{\nu}_e$，ν_μ，和 $\bar{\nu}_\mu$ 等与静止电子靶散射总截面 σ/E_ν，其中 $\sigma\nu_\mu$ 和 $\sigma\bar{\nu}_\mu$ 有没有极大值？

6. 忽略公式 (9.47) 中的第三项，并对电子反冲能量 E_e 积分，假设 $\sigma(\nu_\mu e) = 3\times10^{-41}E_\nu\text{cm}^2\text{GeV}$. 绘出 g_V 与 g_A 关系曲线，并证明在 $\sigma(\bar{\nu}_\mu e)$ 也是已知(没有误差)时，g_V 和 g_A 有四个可能解。

参 考 文 献

[1] I. J. Aitchison et al., Gauge theories in Particle Physics, Adam Hilger Ltd., Bristol (1981).

[2] S. L. Glashow, Towards a Unified Theory: Threads in Tapestry, *Rev. Mod. Phys.*, **52**, 539(1980).

[3] G. 't Hooft, Gauge Theories of the Forces Between Elementary Particles, *Sci. Am.* **243**, 90(June 1980).

[4] P. Q. Hung, and C. Quigg, Intermediate Bosons: Weak Interaction Couriers, *Science*, **210**, 1205(1980).

[5] A. Salam, Gauge Unification of Fundamental Forces. *Rev. Mod. Phys.* **52**, 525(1980).

[6] S. Weinberg, Conceptual foundations of the Unified theory of Weak and Electromagnetic Interactions, *Rev. Mod. Phys.* **52**, 515(1980); *Science* **210**, 1212 (1980).

[7] S. Weinberg, Unified theories of Elementary Particle Interactions, *Sci. Am.* **231**, 50(July 1974); *Phys. Rev. Lett.* 19, 1264(1967).

[8] S. L. Glashow, Partial-Symmetries of Weak Interactions, *Nucl. Phys.* **22**, 579 (1961).

[9] S. Weinberg, A Model of Leptons, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1264(1967).
[10] S. L. Glashow, A. Salam and S. Weinberg, Nobel Lectures, Stockholm, (Dec. 1979).
[11] G. 't Hooft, Renormalization of massless Yang-Mills field, *Nucl. Phys.* **B33**, 173(1971); Renormalizable Lagrangian for massive Yang-Mills field, *Nucl. Phys.* **B35**, 167(1971).
[12] San Lan Wu, e^+e^- Physics at PETRA-the first five years, *Phys. Rep. Nos.* 2—5, 59(1984).
[13] S. M. Bilenky, and J. Hosek, Glashow-Weinberg-Salam Theory of Electroweak Interactions and the Neutral Currents, *Phys. Rep.* **90C**, 73(1982).
[14] I. J. R. Aitchison and A. J. G. Hey, Gauge Theories in Particle Physics, Adam Helger Ltd. Bristol (1982).
[15] J. E. Kim, P. Lengacker, M. Levine and H. H. Williams, A Theoretical and Experimental Review of Neutral Currents, *Rev. Mod. Phys.* **53**, 211(1981).
[16] 徐德元,弱作用和电磁作用统一的模型,高能物理,**2**,8(1979).
[17] 吴泳时,希格斯机制和弱电统一理论,高能物理,**4**,15(1979).
[18] 王祝翔,寻找带电中间矢量玻色子的实验方法,高能物理,**3**,2(1983).
[19] 温伯格,基本粒子相互作用的统一理论,现代物理学参考资料,第一集,57(1976),伍伦译自美国 *Scientific American* 1974年7月号.
[20] 柯莱因,中性弱流的探测,现代物理学参考资料,第五集,132(1980),唐孝威译自 *Scientific American* 1974年12月号.
[21] 莱阿德,基本粒子的统一规范理论,现代物理学参考资料,第五集,145(1980),金炳年译自 *Nature*, 1975年9月号
[22] MARK-J 组,光子、轻子、层子及胶子,朱人元等译. 中国科学专辑,科学出版社(1980).
[23] 高崇寿,W粒子和Z粒子之后,高能物理,**1**.1(1985)

第十章　高能粒子碰撞

高能粒子碰撞主要指高能强子与强子、轻子与轻子、轻子与强子间的碰撞. 高能强子间相互作用的研究，常利用高能质子加速器和高能 pp 及 p$\bar{\text{p}}$ 对撞机进行. 高能电子加速器的次级强子束流，也可用来进行强子间相互作用的研究. 高能轻子间相互作用的研究，则主要利用高能电子加速器和高能 e^+e^- 或 e^-e^- 对撞机进行,但高能质子加速器也可以提供高能次级轻子(e、μ、ν_e、ν_μ 等)束进行类似的工作. 目前有人建造高能电子和质子对撞机，例如联邦德国正在兴建 30GeV 电子和 820GeV 质子对撞机 (HERA)，希望在更高的有效能量下进行轻子和强子碰撞的研究. 在目前加速器还不能到达的能区，则需要依靠宇宙线提供的超高能粒子碰撞事例进行研究工作.

由于在高能强子碰撞中有很多次级粒子产生，其中大部分是强子,因而会产生很多复杂的事例,实验本底很大,不像 e^+e^- 对撞实验那样"干净"，因此对这类现象的实验和理论研究是比较困难的，目前这方面大都属于唯象学的工作. 本章我们只能初步介绍高能粒子碰撞中的一些现象，着重于高能强子碰撞的主要特征和描述方法,并给出一些基本的实验现象和模型,使读者对该领域有个一般性的了解.

§ 10.1　总截面和弹性散射

10.1.1 高能粒子碰撞的总截面

高能碰撞要求质心系的总能量$\sqrt{S}$远比粒子的质量大，因此加速器产生的入射束能量一般要大于10GeV. 人们在此高能区，测量了在不同动量下各种粒子与核子碰撞的总截面 σ_T，实验结果如

图 10.1 所示。

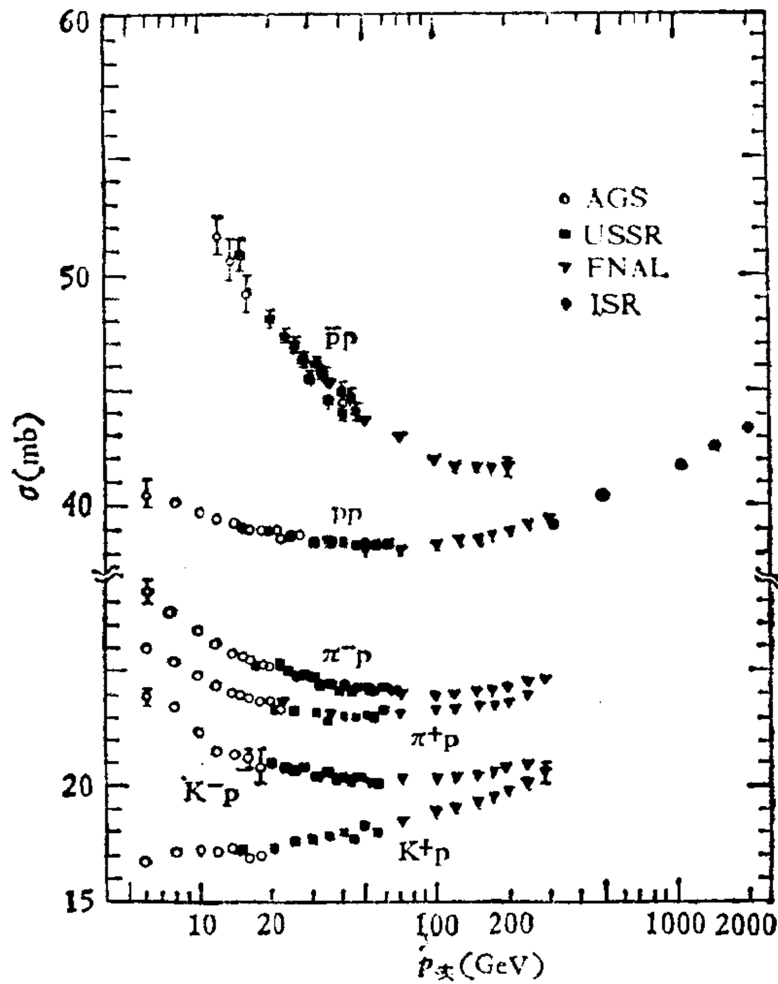


图 10.1 强子碰撞总截面的实验值

由图 10.1 我们看到，当入射粒子的实验室动量大于 4 或 5 GeV 时，总截面一般具有如下的特征：

1. 随着入射粒子动量的增加，σ_T 或者趋于常数，或者变化越来越平缓。我们知道，在低能情况下，例如在 $\pi^{\pm}$p 和 K^-p 低能散射时，截面会出现很多峰值，这是因为有很多共振态形成。而且对于不同的粒子散射，截面的变化情况明显地不同。但是当能量增高时，各种不同过程的反应总截面都变为随能量平缓变化的函数。从图(10.1)中也可看到，在更高的能区 pp 碰撞截面又有较大的增加，其它碰撞在更高的能区，σ_T 也有增加的趋势。

2. 在高能下，核子与核子和反核子与核子的作用总截面 σ_T 在 40—60mb 范围内，介子与核子作用的 σ_T 则在 15—30mb 范围内。

它们都随能量光滑地变化，没有尖锐的突起或倾斜.

3. 玻密兰秋克 (I. Pomeranchuk) 定理预言：在高能时对同一粒子的靶，某种粒子的反应截面 σ_T 和其反粒子的反应截面 $\bar{\sigma}_T$ 随能量的增高趋于平坦，它们的差值随能量的增加趋于0，实验结果和这一理论预言符合得较好. 理论上可以证明，当散射振幅满足关系式

$$\mathrm{Re}f/(\mathrm{Im}f\cdot\ln S)\xrightarrow{S\to\infty}0$$

时，该定理是准确成立的. 但是 S 究竟高达多大时，粒子和反粒子的总截面完全相同？这一点还是不清楚的. 实验上证明，在目前所能达到的能量下，截面差 $\Delta\sigma_T=\sigma_T-\bar{\sigma}_T$ 按 $S^{-1/2}$ 的规律平缓地减小. 由图 10.2 可以更清楚地看出这一点. 在 $p_{实}=30\mathrm{GeV}$ 时，π^+p 和 π^-p 反应的总截面之差值为 1mb，且随着能量的增加而减小. K^+p 和 K^-p 反应的总截面差虽然大一些，但其差值也随能量

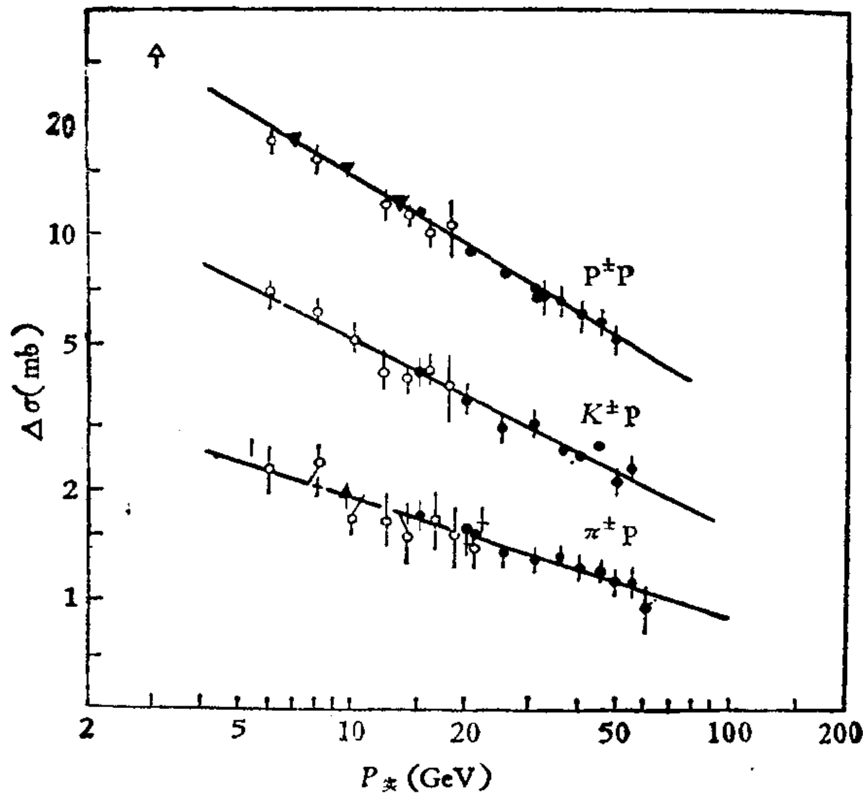


图 10.2 截面差值和动量的关系曲线

(a) $\sigma(\bar{p}p)-\sigma(pp)$, (b) $\sigma(K^-p)-\sigma(K^+p)$, (c) $\sigma(\pi^-p)-\sigma(\pi^+p)$

的增加而减小. 事实上，在高能下粒子所带的电荷对总截面的大

小影响很弱。例如，$\bar{p}p$ 和 $\bar{p}n$，pn 和 pp，Kn^- 和 K^-p，K^+p 和 Kn^+ 等反应在高能下的总截面分别趋于相等。

附录中给出一些粒子相互作用截面随能量关系的曲线。

10.1.2 弹性散射和衍射峰

两粒子间的弹性散射

$$a + b \to a' + b'$$

在实验上研究得比较详细，散射粒子的角分布可以精确地测定。在质心系中，其微分截面 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^*$ 一般是总能量 $\sqrt{S}$（或质心系中的动量 p^*）、散射角 θ^* 和 ϕ^* 的函数。如果 a 和 b 粒子都没有自旋，或者测量是对初态自旋求平均，对末态自旋求和，那么 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^*$ 将与 ϕ^* 角无关，仅为 p^* 和 θ^* 的函数，常用 $\frac{d\sigma}{dt}$ 表示此微分截面。已知洛伦兹不变量 t 的定义为

$$t = -(p_a - p_a')^2 = -(p_b' - p_b)^2, \tag{10.1}$$

$-t$ 是四动量转移的平方。在质心系中，

$$t = -2p^{*2}(1 - \cos\theta^*), \tag{10.2}$$

而在实验室系中可以写为

$$t = -2m_b(E_b' - m_b). \tag{10.3}$$

若 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^*$ 不依赖于 ϕ^*，则有

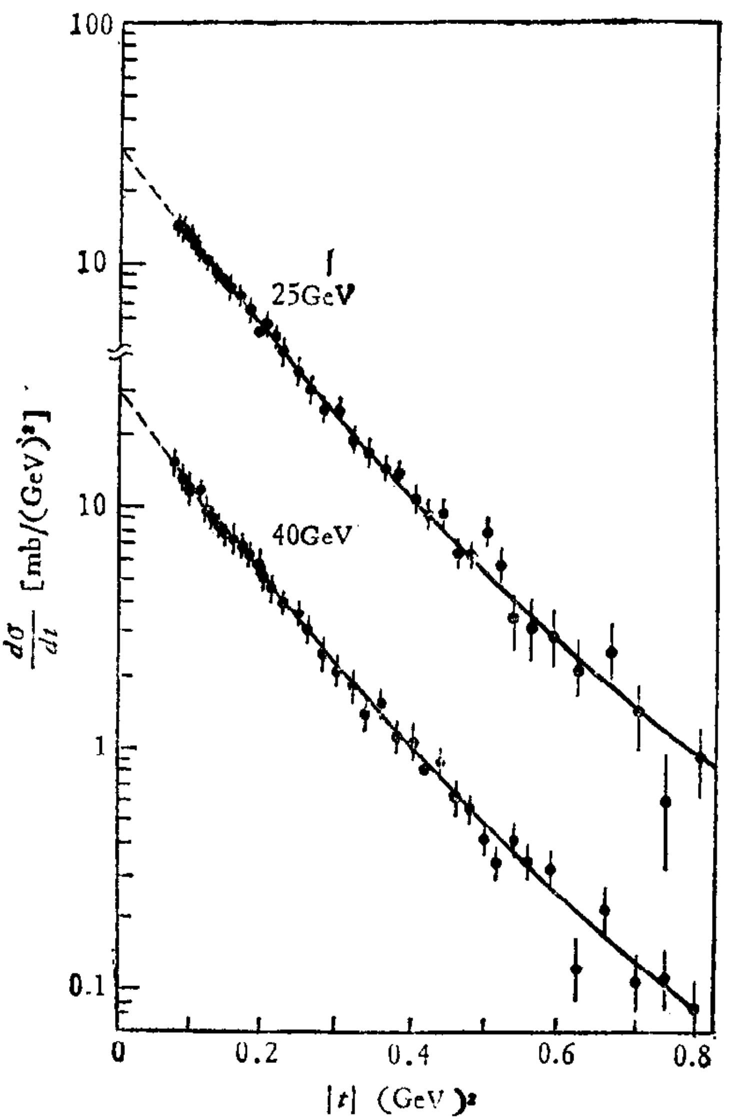
$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi}{p^{*2}}\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^*, \tag{10.4}$$

这里省略了负号，$\frac{d\sigma}{dt}$ 一般是 S 和 t 的函数。

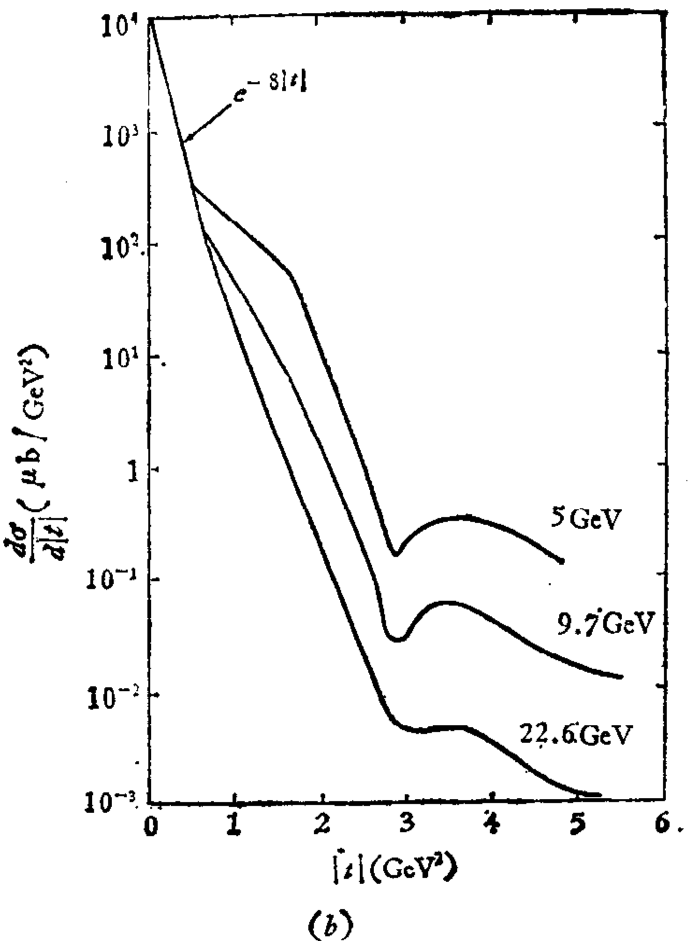
如果 t 比 m_b^2 小，可以把(10.3)式写成它的非相对论形式，

$$t = -(p_b')^2, \tag{10.5}$$

这时 $\sqrt{-t}$ 是转移给靶粒子的三维动量。从经典的观点看，小的动量转移意味着两个粒子的碰撞不太强烈，而大的动量转移意味



(a)



(b)

图 10.3 π^-p 弹性散射的微分截面曲线上标注了入射 π^- 介子的动量
(a) 小 t 和高能的情况，(b) 在大 t 区域，出现肩臂和极小值的情况

着粒子间发生了强烈的碰撞，因此 t 的大小反映了碰撞的强烈程度. 我们相信，粒子间的碰撞越强烈，为我们提供的粒子内部性质的信息就越丰富.

图 10.3 给出了 $\pi^- p$ 弹性散射的实验结果. 由此看到，入射粒子的动量大并不一定就产生大的动量转移 t. 同时明显看出，弹性散射截面主要集中在 $|t| < 0.4(\mathrm{GeV})^2$ 的小 t 区域，也即 $\theta^* = 0$ 附近的区域. 由图 10.4 给出的 pp 弹性散射的情况同样可以看到，在朝前方向截面有尖锐的峰值. 随着 t 增大，截面按指数规律迅速下降. 在小 t 区域，通常指

$$|t| \leqslant 0.5(\mathrm{GeV})^2.$$

时，经验公式:

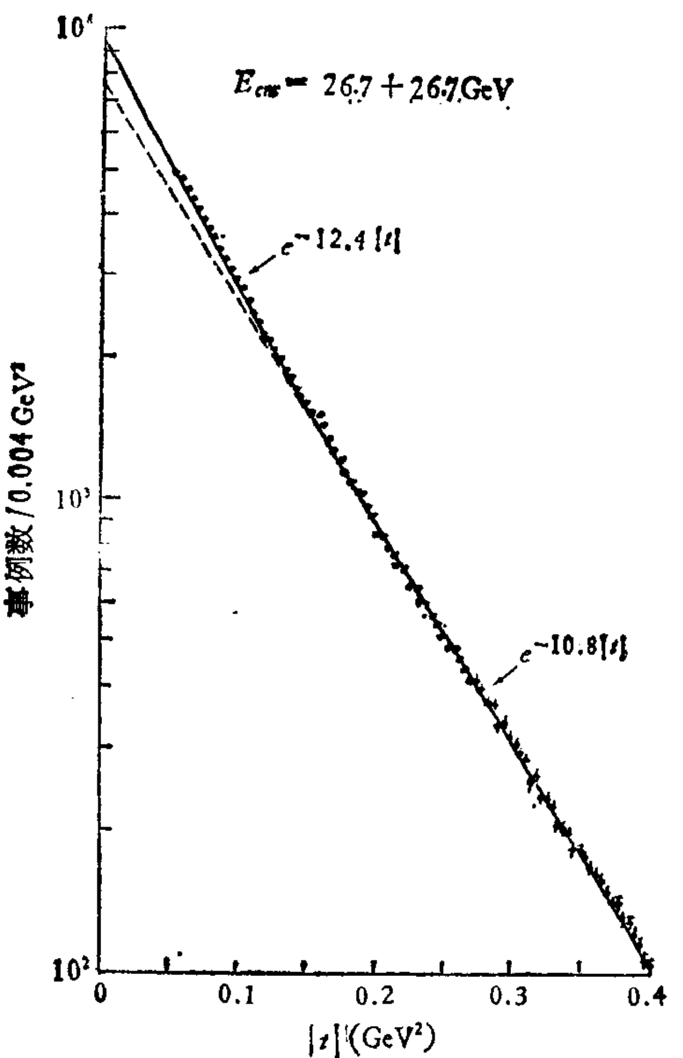
$$\frac{d\sigma}{dt} = \left.\frac{d\sigma}{dt}\right|_{t=0} e^{-b|t|} \tag{10.6}$$

可以很好地符合已知的弹性截面. 当 $|t|$ 到 $1(\mathrm{GeV})^2$ 以上时，(10.6) 式不再适用. 这里 b 是依赖于相互散射粒子对的可变常数，它随入射粒子能量的变化较小. 当能量增加时，pp 散射前向峰的宽度变小 (b 增大); $\bar{\mathrm{p}}\mathrm{p}$ 和 $K^+\mathrm{p}$ 散射的前向峰宽度增加 (b 减小); 而 $K^-\mathrm{p}$、$\pi^+\mathrm{p}$ 和 $\pi^-\mathrm{p}$ 散射的前向峰宽度不变 (b 为常数). 一般地说，对于不同的粒子和 S， b 大致可以为 $8(\mathrm{GeV})^{-2}$ 到 12 $(\mathrm{GeV})^{-2}$.

当 t 较大时，微分截面的行为比较复杂，虽然仍迅速下降，但不再遵守指数规律，还会出现肩臂和极小值.

对各种不同强子弹性散射过程的研究证明，小 t 区前向峰的存在是一个普遍的特征. 和光学中的衍射图象相比较，通常把这种现象称为衍射弹性散射，其峰称为衍射峰. 对应的小 t 区域称为衍射区，一般指的是 $|t|$ 从 0 到 0.5 或 $1(\mathrm{GeV})^2$ 的区域.

有时在朝后方向，即 $\theta^* = 180°$ 的区域，会出现一个次级峰，如图 10.5 所示，不过这并不是一个普遍的特征. 对不同的能量和不同的系统，在 $\theta^* = 180°$ 区域可能出现大小不等的次级峰，或斜坡，或变得平坦. 在任何时候，后向峰都不会有衍射峰大，衍射峰



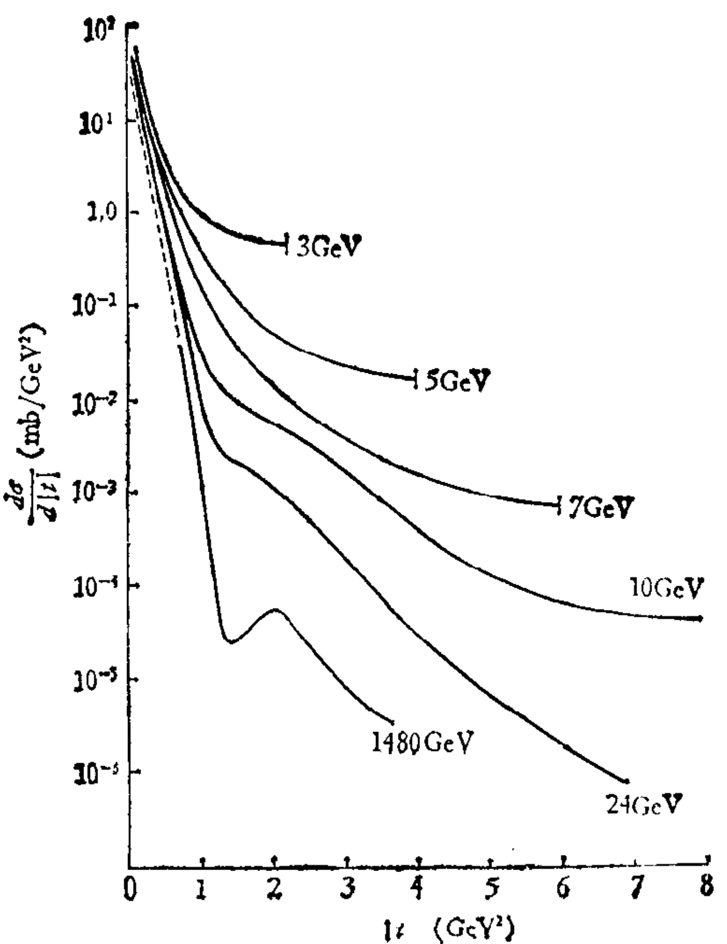


图 10.4 pp 弹性散射的微分截面

(a) 小 t 区的情况，(b) 大 t 的情况（曲线上标注的是入射质子的动量）

一般要比后向峰大一倍到几倍．对于 pp 弹性散射，由于全同粒子的不可分辨性，实验上不能区别朝前散射和朝后散射，因此实验给出质心系中从 0° 到 90° 区间的微分截面值．

后向峰的存在和体系的动力学密切相关，而衍射散射可以定性地解释为，它是伴随产生许多末态粒子的非弹性散射过程的必然结果．为清楚地说明这一点，现讨论如下．为了简单起见，先考虑无自旋的两粒子散射．

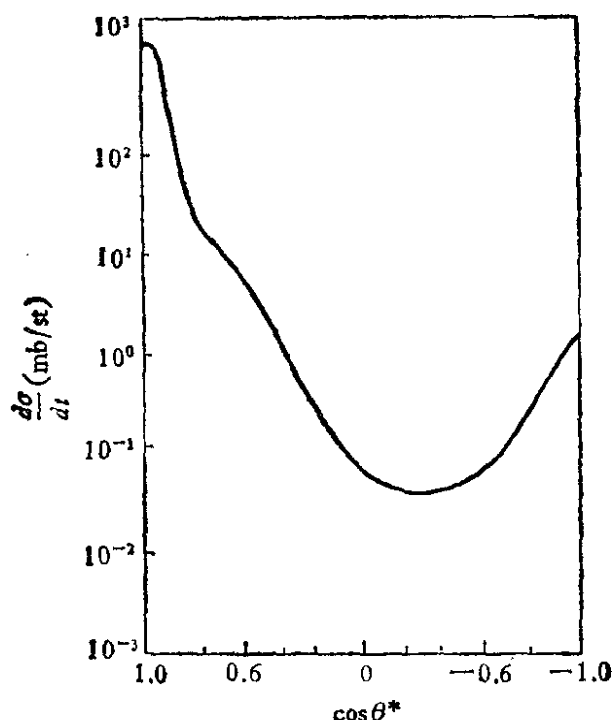


图 10.5 π^-p 散射的后向峰，入射 π^- 的动量为 4GeV．

在低能时，只有弹性散射，分波散射 S 矩阵元可表示为

$$S_{el}^l = e^{2i\delta_l}, \tag{10.7}$$

δ_l 是分波相移，S_{el}^l 是一个复数，就是说，弹性散射只改变初态的相位，而不改变它的模．在高能时，因为有许多非弹性道产生，初始波不仅受到弹性散射，而且受到非弹性散射，因此这时 S_{el}^l 的模 η_l 比 1 小，即有

$$(S_{el}^l)' = \eta_l e^{2i\delta_l} \quad 0 \leqslant \eta_l \leqslant 1, \tag{10.8}$$

η_l 称为吸收参数． 若以 $S_{in,1}^l$，$S_{in,2}^l \cdots$ 表示各非弹性道的 S 矩阵

元，由几率守恒得到关系式

$$|(S_{el}^l)'|^2 + \sum_k |S_{in,k}^l|^2 = 1, \tag{10.9}$$

即

$$\eta_l^2 = 1 - \sum_k |S_{in,k}^l|^2. \tag{10.10}$$

由此看到弹性散射的模完全由非弹性过程决定，而它的相移 δ_l 则和这些非弹性道无关.对于入射波 l 只有其 η_l 部分出现在弹性道中,其它部分由于有非弹性过程而被吸收. 这样我们就看到，弹性道和非弹性道是密切相关的.

当 η_l 接近 1，相移 δ_l 较大，而且由一个分波到另一个分波急剧地变化时，弹性和非弹性过程之间的关联很弱. 这就是低能时($\lesssim$1GeV)的情况,这时弹性散射是主要的,可能有共振存在,非弹性过程截面很小.

对于许多分波 δ_l 较小，η_l 很小于 1 的情况，弹性和非弹性道之间的关联变得很强,就成为高能碰撞时 ($\lesssim$10GeV) 的情况. 在非常极端情况下,即当

$$\delta_l = 0 \tag{10.11}$$

时,由(10.8)式得到

$$(S_{el}^l)' = \eta_l, \tag{10.12}$$

而为衍射散射的情况. 因此衍射散射实际上是完全由非弹性过程决定的,衍射散射是和吸收相伴随的弹性散射,有吸收的时候，一定有衍射性弹性散射.

§ 4.5 节指出,弹性散射振幅为

$$f(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{1}{2ik}(2l+1)\{\eta_l e^{2i\delta_l} - 1\} P_l(\cos\theta), \tag{10.13}$$

$$\mathrm{Re} f(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{1}{2k}(2l+1)\eta_l \sin 2\delta_l P_l(\cos\theta), \tag{10.14}$$

$$\mathrm{Im} f(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{1}{2k}(2l+1)(1 - \eta_l \cos 2\delta_l) P_l(\cos\theta), \tag{10.15}$$

这里 k 和 θ 是质心系的动量和散射角. 对于衍射散射 $\delta_l = 0$, 有

$$f(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{1}{2ik}(2l+1)(\eta_l - 1)P_l(\cos\theta) \qquad (10.16)$$

是纯虚的. 实际上，只要 $\mathrm{Re}f(\theta)$ 和 $\mathrm{Im}f(\theta)$ 之比大致在 0.2 左右，散射截面就很好地满足经验公式(10.6).

高能时很多分波都有贡献. 在朝前方向, $P_l(\cos\theta = 1) = 1$ (对所有的分波 l),这时由(10.15)式可见,出现在 $\mathrm{Im}f(\theta = 0)$表达式中的各项是相加的,因此在朝前方向$\mathrm{Im}f(\theta)$较大. 在其它方向，即 $\theta \neq 0$ 时,随着 l 的增加, $P_l(\cos\theta)$将会改变符号，从而产生很强的抵销作用,因此 $\mathrm{Im}f(\theta)$ 很快地减小. 这样我们就定性地说明了在朝前方向弹性衍射峰的形成.

实验上，可以由库仑散射和核散射的干涉来证实 $\mathrm{Re}f(\theta) \ll \mathrm{Im}f(\theta)$. 在高能时散射振幅近似地等于库仑散射振幅 $f_c(\theta)$ 和核散射振幅 $f_N(\theta)$ 之和. 因为 $f_c(\theta)$ 是实的,因而有

$$\begin{aligned} \mathrm{Re}f(\theta) &= f_c(\theta) + \mathrm{Re}f_N(\theta), \\ \mathrm{Im}f(\theta) &= \mathrm{Im}f_N(\theta). \end{aligned} \qquad (10.17)$$

库仑散射和$\frac{e^2}{|t|}$成正比，因此 t 很小时的贡献是主要的. 例如 pp 散射，

$$|t| < 0.005(\mathrm{GeV})^2$$

时,库仑散射才显得重要. 当库仑散射变得重要的时候,以 $|t|$ 为变量的角分布的斜率会发生突然的改变，曲线的形状不仅取决于 $\mathrm{Re}f_N(\theta)$的大小，也取决于 $f_c(\theta)$ 和 $\mathrm{Re}f_N(\theta)$ 之间的干涉效应是增强的还是减弱的. 实验证明,高能时 $\mathrm{Re}f_N(\theta)$ 确实很小,但并不可以完全忽略;实部和虚部之比随能量的增加而减小,对 pp 散射，

$$\alpha = \frac{\mathrm{Re}f_N(\theta)}{\mathrm{Im}f_N(\theta)}.$$

α 值大致由 5GeV 时的 -0.3, 减小到 25GeV 的 -0.2. 对 π^-p 散射, α 由 8 GeV 时的 -0.12, 减小到 28GeV 时的 -0.08. 对 π^+p 散射, α 由 8 GeV 时的 -0.24 减小到 22GeV 时的 -0.15.

10.1.3 光学模型

上面我们定性地解释了弹性散射衍射峰的形成，为了进一步给出一个定量的概念，人们提出了一个物理模型——光学模型，因为它和夫琅和费（Fraunhofer）光学衍射相类似而得名.

按照经典的观点，靶粒子可以视为一个具有确定半径R的吸收球. 设入射粒子的动量为p，角动量为L，如果$L > pR$，那么入射粒子就不会受到散射. 在量子力学中，可以认为靶核子通过一个半径为R的复位并对入射粒子发生散射作用. 这时入射粒子的角动量为 $L = \sqrt{l(l+1)}\hbar$，当l比较大时可写为$L \approx \left(l + \frac{1}{2}\right)\hbar$，且有 $k = \frac{p}{\hbar}$. 可以期望，当l满足$\left(l + \frac{1}{2}\right) > kR$ 时，相移很小，散射基本上不发生. 当入射粒子的质心系动量增大时，发生散射的分波l的数目也就相应地增多. 这时作为一种近似，可以把(10.13)式中对l的求和用对碰撞参数

$$b = \left(l + \frac{1}{2}\right)/k \tag{10.18}$$

的积分所代替，即将(10.13)式写为

$$f(\theta) = -i\int_0^\infty (kb)(e^{ix(b)} - 1)P_l(\cos\theta)db. \tag{10.19}$$

这里相角$x(b)$的定义为

$$e^{ix(b)} \equiv \eta_l e^{2i\delta_l}, \tag{10.20}$$

因为衍射散射主要集中在小角度，因而可以作进一步的近似，取

$$P_l(\cos\theta) \approx J_0\left\{\left(l + \frac{1}{2}\right)\sin\theta\right\} = J_0(kb\sin\theta), \tag{10.21}$$

J_0为零阶贝塞耳函数. 于是(10.19)式θ可写为

$$f(\theta) = -ik\int_0^\infty bdb(e^{ix(b)} - 1)J_0(kb\sin\theta). \tag{10.22}$$

若认为靶粒子具有确定的半径R，当$b > R$时散射不会发生，即有

$$e^{ix(b)} = 1 \quad 当 \quad b > R. \tag{10.23}$$

当 $b \leqslant R$ 时，假定对入射粒子波完全吸收(即所谓的黑球模型，或黑盘模型)，则对所有的 l，都应有 $\eta_l = 0$，于是有

$$e^{i\chi(b)} = a \quad 当 \quad b \leqslant R, \tag{10.24}$$

这里 a 是实数，称为吸收参数。为了简单起见，可以认为 a 和 b 无关。

在上面的这些假设下，计算积分(10.22)式给出

$$f(\theta) = iR \frac{J_1(kR\sin\theta)}{\sin\theta}(1-a), \tag{10.25}$$

相应地有

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = R^2 \left\{\frac{J_1(kR\sin\theta)}{\sin\theta}\right\}^2 (1-a)^2, \tag{10.26}$$

对上式积分给出总弹性截面为

$$\sigma_{el} = \pi R^2 (1-a)^2, \tag{10.27}$$

这就是入射粒子波被核子球衍射的截面。由(10.25)式可见，这时散射振幅是纯虚的，这和我们前面给出的定性讨论相一致。

现在计算总截面 σ_T(弹性截面+非弹性截面)。因为

$$J_1(x) = \frac{x}{2} - \frac{(x/2)^2}{2!} + \cdots,$$

当 θ 足够小时，$\sin\theta \approx \theta$，由(10.25)式有

$$f(\theta) = i\frac{kR^2}{2}(1-a)\left[1 - \frac{(kR\theta)^2}{8} + \cdots\right]. \tag{10.28}$$

根据光学定理(4.147)式，可求得总截面 σ_T 为

$$\sigma_T = 2\pi R^2 (1-a). \tag{10.29}$$

把上面的计算结果和 $|t| < 0.5\text{GeV}$ 时的角分布实验值相比较，就可以给出光学半径 R 和碰撞参数 $(1-a)$ 的值。表 10.1 给出了入射粒子在不同动量 $p_{实}$ 下若干散射过程得到的数据。可以看到，R 对不同的散射过程和动量值依赖关系比较弱，因而认为核子是一个具有确定有效作用半径的实体是合理的。

在角分布的表达式中包含因子

$$\left|\frac{J_1(x)}{x}\right|^2,$$

表 10.1　质子的光学半径和碰撞参数值

	pp	$\bar{p}p$	π^+p	π^-p	K^+p	K^-p
$(1-a)$	0.74	0.83	0.55	0.55	0.55	0.55
$p_{实}$(GeV)	R(单位：10^{-13}cm)					
8.5	1.14	1.14	1.08	1.17	0.98	1.28
12.4	1.18	1.44	1.14	1.16	1.04	1.09
15.0	1.18	1.17	1.18	1.26	1.05	1.15
24.0	1.11	—	—	1.15	—	—

这里 $x = kR\sin\theta$，该因子除在 $x = 0$ 处有一个极大值点之外，在 $x = 3.82$，$7.0\cdots$ 等处还有一系列零点．在角分布的实验结果中，确实发现在这些预期的位置附近，或者有极小值或者在非常高的能量下曲线的斜率发生改变．例如在 π^-p 散射中发现，当

$$t = -1 \text{ 和 } -3\ (\text{GeV})^2 \tag{10.30}$$

时，有两个极小点(见图 10.3)，基本上和上述因子的零点值相对应．

总之，通过上面的讨论我们看到，按照光学模型，在高能散射中，大的前向峰可认为是吸收体的靶粒子对入射粒子波产生衍射散射而形成的，而它的吸收则代表了非弹性散射和非衍射弹性散射．可以说，在一些假定下给出的这样一个粗糙的模型而得到这些结果，已经是相当令人满意了．

10.1.4　总截面、弹性散射截面和非弹性散射截面间的关系

图 10.6 给出了一些强子碰撞过程的总弹性截面随能量的变化关系．由图可见随着能量的增大，弹性截面减小，当能量很大时，即在渐近能区总弹性截面基本上趋于常数．§ 10.1 节中已经提到，当能量达到渐近区时，总截面基本上趋于常数．可以认为，在渐近区总截面主要是由非弹性反应道贡献的．对许多过程(例如 $\pi^\pm p$，$K^\pm p$；pp；$\bar{p}p$ 等)的测量结果表明，渐近区总的非弹性截面和总的弹性截面之比总是在 3 比 1 左右．

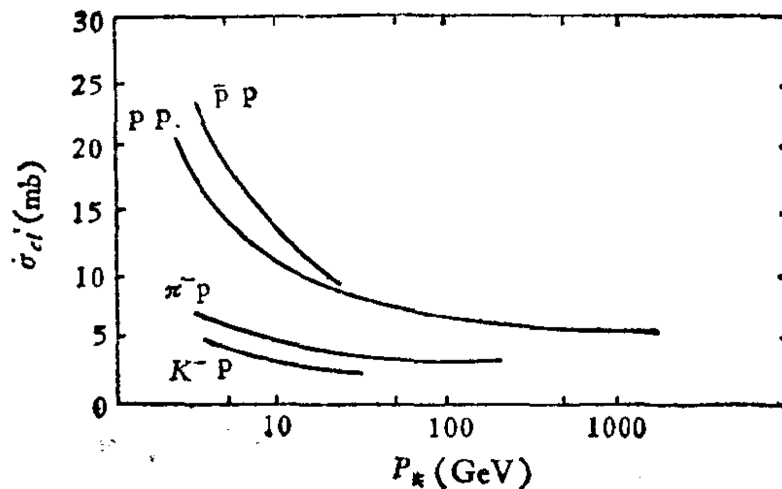
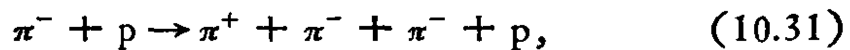


图 10.6 一些散射过程的总弹性截面

考察一个具体的非弹性道，例如



$$\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^- + p, \qquad (10.31)$$

我们会发现，其反应截面随着入射粒子能量的改变产生很大的变化．一般地说，该截面在低能时很快地达到最大值，然后随能量增高缓慢地下降，或者保持不变．这就是说，在总截面和总弹性截面为常数值的渐近区，某一非弹性道的截面却可以是变化的．由于各个非弹性道之间复杂的补偿作用，使得总截面的值不变．图

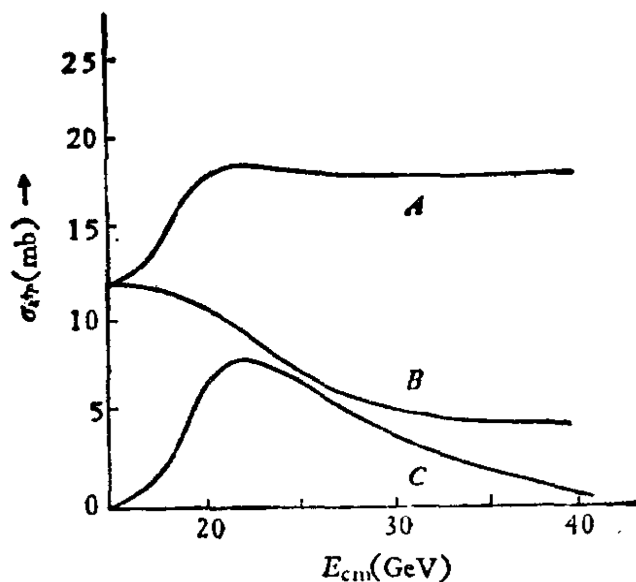


图 10.7 各种散射截面之间的关系

A. 总截面 *B*. 总弹性截面 *C*. $K^+p \rightarrow NK\pi$ 的截面

10.7 给出了 K^+p 反应的总截面，总弹性截面及非弹性道 $K^+p \to NK\pi$ 截面之间的关系.

理论上，由散射振幅的解析特性可以证明，当能量$\sqrt{S}$很大时，截面随 S 的变化关系要受到一些条件的约束. 第一个最重要的约束条件是由弗洛萨特 (M. Froissart) 给出的，用一个式子写出来就是

$$\sigma_T(S) < a\left[\ln\left(\frac{S}{S_0}\right)\right]^2 \text{当} S \to \infty, \qquad (10.32)$$

这里 a 和 S_0 都是常数. 这就是说，当 $S \to \infty$ 时，总截面最多只能按照对数规律增加. 最近在西欧中心(CERN)，$2 \times 270\text{GeV}p\bar{p}$ 对撞中测得的总截面实验结果和该规律相符合. 实验给出

$$\sigma_T(\sqrt{S} = 540\text{GeV}) = (66 \pm 8)\text{mb}, \qquad (10.33)$$

理论上还给出总弹性截面应满足下面的约束条件:

$$\sigma_{el}(S) > a\left[\frac{\sigma_T(S)}{\ln S}\right]^2 \text{当} S \to \infty. \qquad (10.34)$$

这是首先由玛丁 (Martin) 给出的. 由上面两个约束条件可以得出结论，如果总截面渐近地趋于常数，那么总弹性截面不能以比对数规律更快的速度减小. 已有的实验结果和上面的讨论相符合.

在上面的讨论中，我们实际上是根据现有能量下的实验结果，外推到更高的能区，认为截面在 $S \to \infty$时满足渐近行为. 一个很自然的问题是，这种外推是否合理? 或者说更高的能区是否是渐近区? 也就是说，在更高的能区是否会有一个新的能量尺度，即物理实体或参量存在? 譬如我们知道，当能量超过原子中电子的束缚能时，发生原子物理的现象;能量超过核子束缚能时，发生核物理的现象;而粒子物理的现象是当能量超过粒子的质量时发生的. 那么如果存在数百 GeV (或更高) 的类似束缚能和质量的新能量尺度，在此阈值之上可能会有新的现象产生，渐近区可能就没有了. 一些宇宙线工作者预言，在$\sqrt{S} \cong 900\text{GeV}$ 附近可能存在一个这样的能量阈，但尚有待于未来实验的验证.

§ 10.2 非弹性散射

10.2.1 多重产生

1. 拓扑截面

在高能强子非弹性碰撞反应中，末态有很多粒子产生．其中带电粒子的数目很容易用径迹探测器测得，称为带电粒子多重数 N_{ch}。在末态中有 N_{ch} 个带电粒子产生的截面，我们称其为拓扑截面 $\sigma_{top}(N_{ch}, S)$。图 10.8 给出 pp 碰撞中拓扑截面对能量的依赖关系．可以看到，随着能量的增高，N_{ch} 值大的拓扑截面上升地相当快，然后逐渐变得平坦．在高能端 $N_{ch} < 8$ 的拓扑截面是下降的，而高多重数的拓扑截面虽然比较小，但却是上升的．在更高能区，高多重数拓扑截面可能会变得更平坦，也可能会下降．所有这些拓扑截面的总和构成了总的非弹性截面．

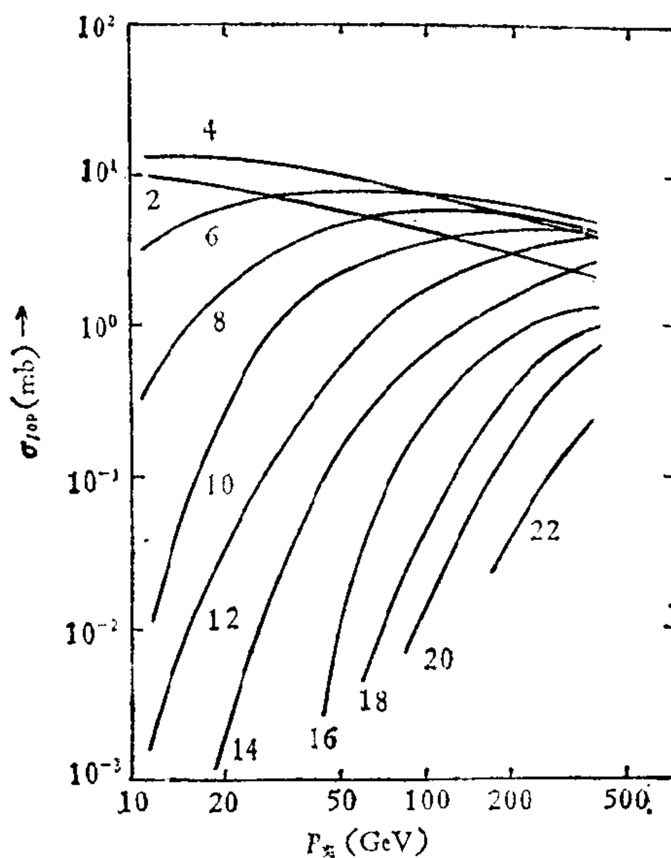


图 10.8　pp 反应的拓扑截面，图中数字为多重数 N_{ch}.

2. 多重数分布

随着能量的提高，N_{ch}取值范围将随之增加，平均多重数$\langle N_{ch}\rangle$也增加，这是显然的，因为这时有更多的有效能量转变为质量，但对$\langle N_{ch}\rangle$和质心系总能量之间的确切关系目前还不清楚．一般地说，指数规律

$$\langle N_{ch}\rangle = aS^n, \tag{10.35}$$

或对数规律

$$\langle N_{ch}\rangle = b + c\ln S \tag{10.36}$$

与实验结果拟合较好．图 10.9 是 pp 碰撞给出的$\langle N_{ch}\rangle$的实验结果，按(10.35)式拟合，$n \sim 0.25$—0.35；按(10.36)式拟合，$b = 1.8$．图中最高的两个点是宇宙线核乳胶实验给出的数据．当然我们没有理由期望这种简单的函数关系能够完全符合实验结果．实际上若用关系式

$$\langle N_{ch}\rangle = b + c\ln S + aS^n \tag{10.37}$$

来拟合，会符合得更好一些．π^+p 及 K^+p 碰撞得到的$\langle N_{ch}\rangle$实验结果与此类似．

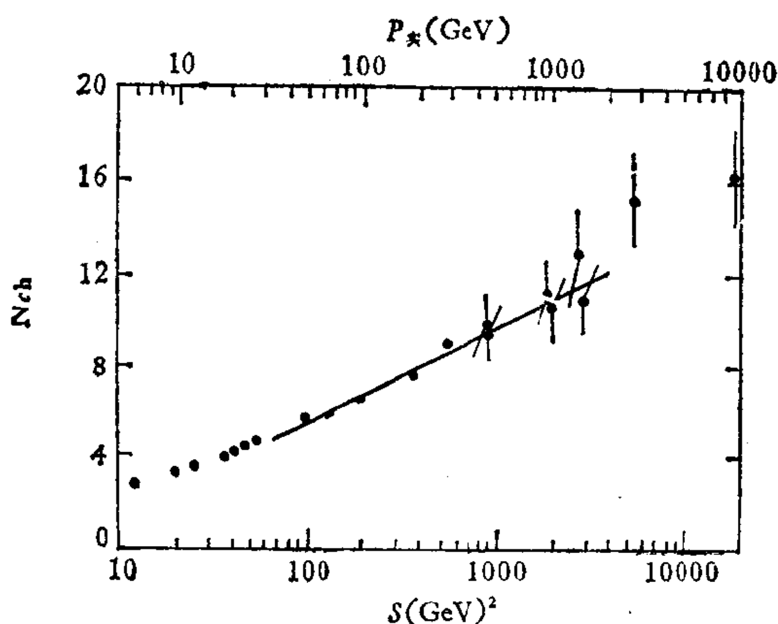


图 10.9　pp 反应产生的平均带电粒子多重数$\langle N_{ch}\rangle$

实验给出的另一个有兴趣的结果是关于各类粒子的丰度．如果把各个非弹性道的结果累加起来，我们发现，末态约80%—90%

都是 π 介子，其次是核子，K^+，K^-，超子和反超子．pp、πp、Kp 以及 γp 碰撞反应的结果大体都是这样的．其中当然包括中性的强子，例如 π^0，K^0．实验给出 $\langle N_{\pi^+}\rangle \approx \langle N_{\pi^-}\rangle \approx \langle N_{\pi^0}\rangle$．

若假定末态全都是 π 介子，理论可以证明，如果质心系的有效能量全部用来转变这些 π 介子的质量，那么平均多重数应满足规律 $\langle N_{ch}\rangle \propto \sqrt{S}$．但是如前所述，实际测得的 $\langle N_{ch}\rangle$ 要小得多．也就是说，质心系总能量的很大一部分没有用来产生新粒子，而是变成了出射粒子的动能，这就是多重产生的低多重数规律．

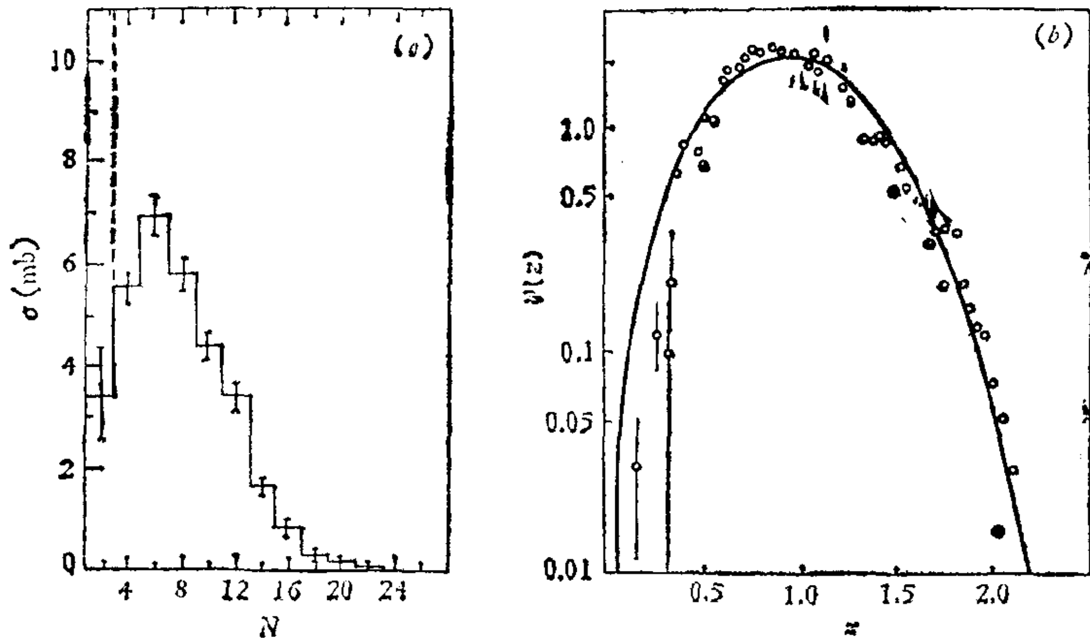


图 10.10 (a) pp 反应的带电粒子多重数分布在 200GeV 时 $\sigma_{tov}(N_{ch})$ 和 N_{ch} 的关系，(b) E_{cm} 由 9.4 到 35GeV 区间 e^+e^- 湮灭反应，$\psi(z)$ 和 z 关系曲线．

下面考虑多重数分布，即在固定的能量下，拓扑截面 $\sigma_{top}(N_{ch}, S)$ 随 N_{ch} 变化的关系．图 10.10(a) 是 pp 反应在 200GeV 时得到的多重数分布．对别的能量和别的初态粒子(如 πp 和 γp)，其分布也大体相同．

随着能量的增加，多重产生的各种性质，包括产生 N 个带电粒子的截面 $\sigma_{top}(N_{ch})$（拓扑截面），多重数分布几率 $P(N_{ch}) = \frac{\sigma_{top}}{\sigma_{inel}}$ (σ_{inel} 为非弹性散射总截面)等均在发生变化．对于 σ_{inel} 人们很希

望能找到一些不随能量变化的性质——标度无关性. 1972 年柯巴等(Koba-Nielsen-Olesen) 提出了一种和能量无关的关系式,称为 KNO 标度无关性. KNO 标度无关性是指,若以 $z=\frac{N_{ch}}{\langle N_{ch}\rangle}$ 为变量, $\langle N_{ch}\rangle P(N_{ch})=\Psi(z)$ 可能是与能量无关的函数. 强子与强子碰撞的实验结果,一直到 ISR 的最高能量 62.8 GeV 都支持这一无关性.

1980 年以来, 对 KNO 无标度性的实验研究取得了很重要的进展,进一步发现在 e^+e^-湮灭和轻子-核子反应中也存在 KNO 标度无关性,只是各类高能反应中,标度函数 ψ 的形式各有不同. 图 10.10 (b) 给出 e^+e^- 湮灭反应中 $\psi(z)$和 z 的关系曲线. 在 E_{cm} 由 9.4 到 35 GeV 区间各种能量下, e^+e^- 湮灭的实验数据, 都落在这一曲线上. 近期得到的 SPS(2× 270GeV)p$\bar{p}$ 对撞的实验数据,也支持 KNO 标度无关性,这些现象的原因和实质仍在分析和讨论中.

3. 横动量分布

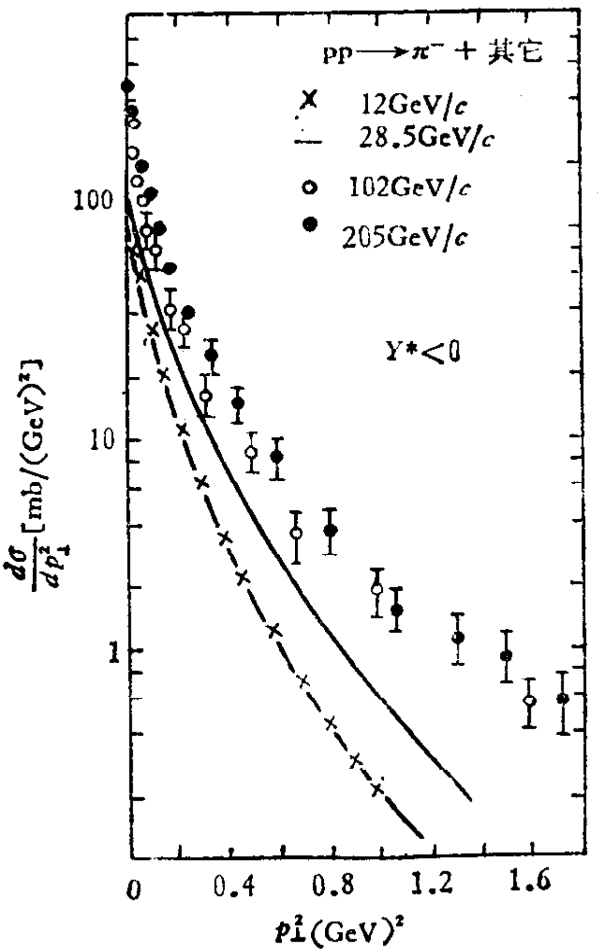
一个末态粒子的动量在垂直于入射粒子运动方向的平面上的投影叫做该粒子的横动量. 在入射粒子运动方向上的投影叫做它的纵动量. 一个很重要的实验事实是, 在高能强子反应中, 末态强子的横动量大都比较小, 平均值 $\langle p_\perp\rangle$ 大约在 0.3 或 0.4 GeV 左右,随能量增加略有增加,而这种小横动量分布特性是和入射粒子的种类及 $\sqrt{S}$ 近似无关的. 一直到每个末态强子的平均能量高达 5 或 10 GeV 的能区, 该规律都成立. 有人用下面的经验公式拟合实验上给出的横动量分布形状:

$$\frac{d\sigma}{dp_\perp}=Ae^{-ap_\perp}, \tag{10.38}$$

或

$$\frac{d\sigma}{dp_\perp^2}\approx Be^{-bp_\perp^2}, \tag{10.39}$$

其中 $a\simeq 6$; $b\simeq 3$. 图 10.11 给出了 pp 非弹性散射中末态 π^- 介子的横动量分布情况.



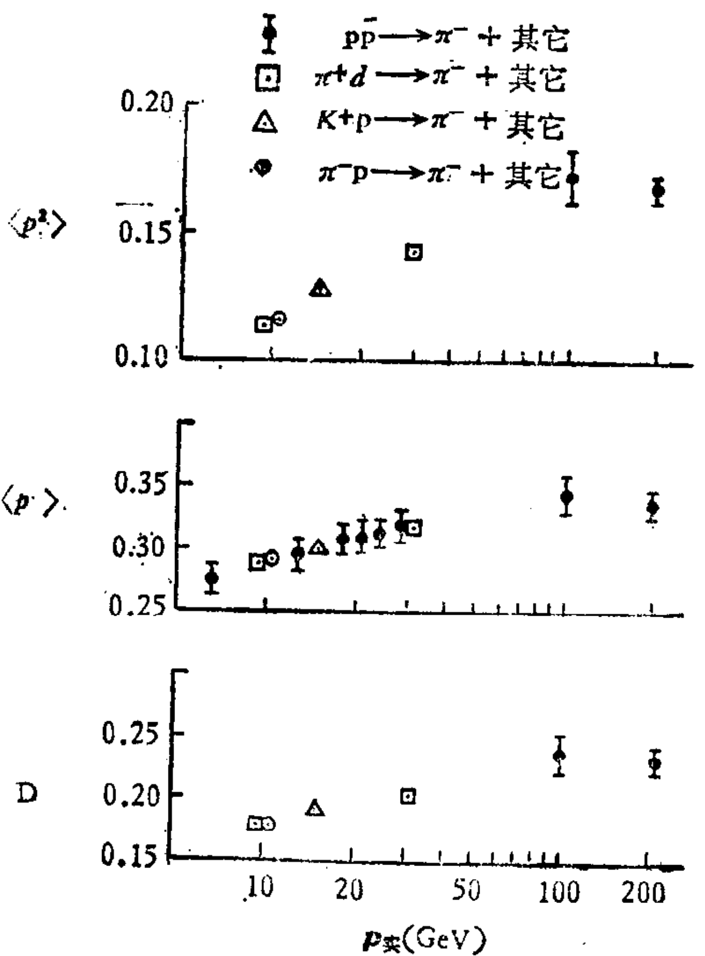


图 10.11 (a)π^-产生截面的 $p_\perp$ 依赖关系，(b)单举 π^-产生的 $p_\perp$ 分布，其中$D = \sqrt{\langle p_\perp^2\rangle - \langle p_\perp\rangle^2}$

非常有趣的是：尽管小横动量规律是一个很显著的特征，但实验上也发现，在 10^3 个碰撞事例中，大约还有一个大横动量事例．这个问题近年已有不少人对它进行了仔细地研究．这种大横动量事例很容易使我们联想到卢瑟福发现的大角度 α 散射现象，它曾导致原子核概念的确立．和这种情况类似，大横动量事例很可能是由于在很高的能量下，与强子内部的类点微粒(部分子)发生碰撞而产生的．因此对大横动量事例的研究是探讨强子内部结构的一种手段．

近期在 SPS 上发现,对于多重数 N_{ch} 大的事例,它的平均横动量 $\langle p_\perp \rangle$ 也明显增加,这一新现象引起了很大的兴趣．

10.2.2 喷注性

1．喷注

粒子间的碰撞能量非常高时,末态产生很多强子,实验测量表明，这些强子的运动方向并不是各向同性分布的．对一定的碰撞事例,末态强子发射,可能集中在若干圆锥角内，而圆锥角随碰撞能量增高而变得更锐．大量事例的统计结果，说明这种现象不是个别事例相空间分布的涨落,而是有内在原因的客观现象,这种现象称为喷注性．每个圆锥角内的一束强子，被称为一个喷注．这种现象虽然在强子-强子碰撞中早就看到过,但直到 1975 年,在质心系能量大于 5 GeV 的 e^+e^- 湮灭中，看到背对背的两喷注后,喷注性才受到重视，并作为基本特性加以研究．喷注产生的原因可以根据层子模型解释,特别是对 e^+e^- 湮灭事例,实验背景少,容易分析,理论上也容易说明：高能 e^+e^- 湮灭时,通过电磁作用产生一对 $q\bar{q}$，见图 10.12 (a)，由于“层子禁闭”它们不能以自由层子形式出现，而通过强作用碎裂 (fragmentation) 为不带颜色的末态强子．由于这些强子是分别由 q 或 $\bar{q}$ 碎裂出来的，它们在一定程度上保持了原来 q 或 $\bar{q}$ 具有的动量方向，分布在原来动量方向附近的锥体之中,见图 10.12(b)．前面提到过,高能碰撞中产生的末态强子平均横动量 $\langle p_\perp \rangle$ 是常数，约为 0.35 GeV．而平均末态强子的

纵动量约为 $\langle p_{\parallel}\rangle \approx \frac{E_{cm}}{\langle n\rangle}$，即强子的平均张角为 $\langle\delta\rangle \approx \frac{\langle p_{\perp}\rangle}{\langle p_{\parallel}\rangle} \approx \frac{\langle p_{\perp}\rangle}{E_{cm}/\langle n\rangle}$. 由于$\langle p_{\perp}\rangle$不随 E_{cm} 变化，而$\langle n\rangle$随 E_{cm} 变化很缓慢，因此$\langle\delta\rangle$将随 E_{cm} 增大而减小，即喷注变窄. 在 E_{cm} 非常大时，强子方向即层子的方向.

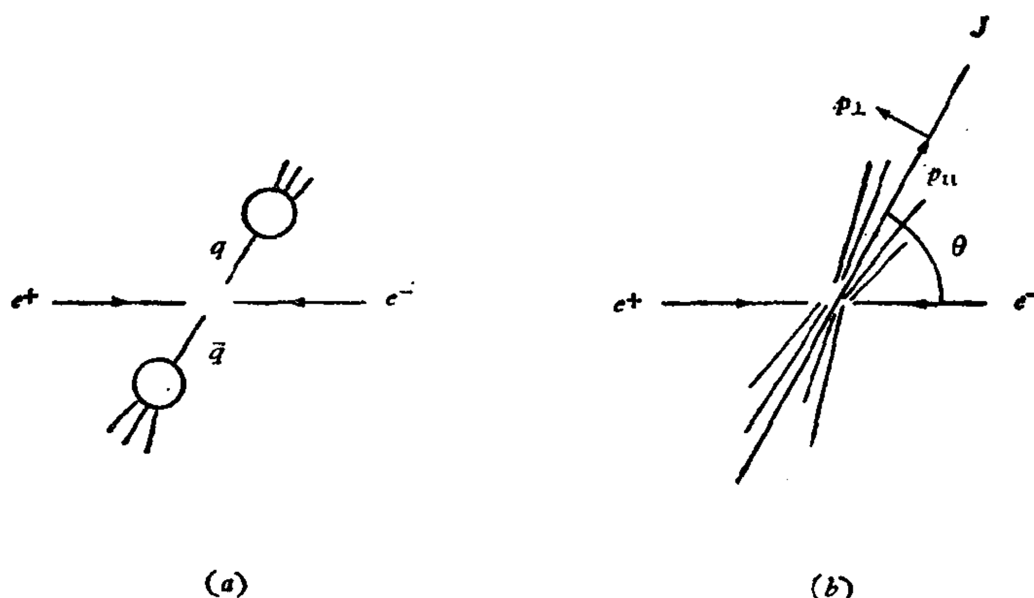


图 10.12 高能 e^+e^- 湮灭产生正反层子后，碎裂成两个喷注

2. 喷注分析

喷注的性质一般用球度 S(Sphericity) 和冲度 T(Thrust) 来量度. 如果一个喷注中有 i 个粒子，喷注的球度 S 定义为

$$S = \frac{3}{2}\frac{\left(\sum_i p_{\perp i}^2\right)_{\min}}{\sum_i p_i^2}. \tag{10.40}$$

p_i 是第 i 个强子的总动量，$p_{\perp i}$ 是它相对于喷注轴的横动量，求和号是对此喷注内所有 i 个强子的总和. 当喷注轴未知时，可先假设轴的方向，按上式求 S，换几个轴的方向，以 S 取最小(min)值的条件来确定喷注轴. 球度近似地反映喷注圆锥的半张角 δ($\delta \simeq \langle p_{\perp}/p_{\parallel}\rangle$)，$S \simeq \frac{3}{2}\langle\delta\rangle^2$，通常用平均球度$\langle S\rangle$随质心系总能量 E_{cm} 的变化来研究喷注性.

冲度T的定义是

$$T=\frac{\left(\sum_i |p_{/\!/i}|\right)_{\max}}{\sum_i p_i}. \tag{10.41}$$

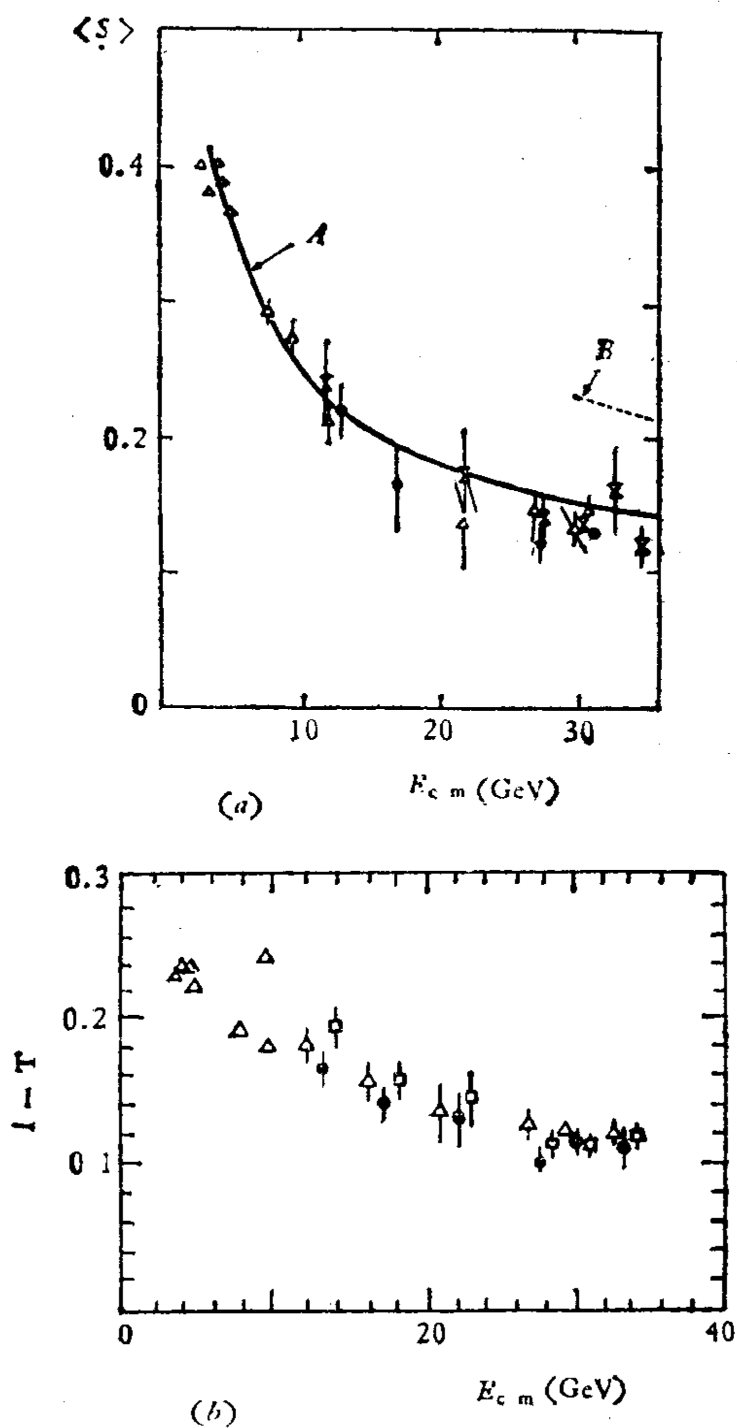


图 10.13 平均球度〈S〉

(a) 和 $1-T$ (b) 随质心系能量变化曲线. 图 (a) 中小能量部分 (A 处)曲线约为: $0.8\,E_{cm}^{1/2}$

T的最大值，也是通过改变轴的方向按上式计算定出的．在没有喷注时，动量向各个方向的机会均等，这时 $S=1, T=\frac{1}{2}$；对完全喷注性，所有强子将沿一个一定轴的方向运动，选此轴的方向计算时，$S=0$，$T=1$．

图 10.13 给出 $e^+e^- \to$ 强子过程，平均球度及冲度随质心系能量的函数关系．$\langle S\rangle$ 和 $1-\langle T\rangle$ 均随 E_{cm} 增加而迅速减少．但由于强子具有恒定的横动量，$\langle S\rangle$和 $1-\langle T\rangle$并不趋于零．对于 e^+e^- 湮灭产生强子喷注，$\langle\delta\rangle$由 5 GeV 的 30° 左右，变到 35 GeV 时的 17°左右．

如上所述，对于具有各向同性空间分布的事例，T 值预期为 0.5．例如当虚光子转化为一对质量接近于束流能量的重层子时，这类层子在产生时几乎是静止的，T 约为 0.5．反之，当虚光子转化为一对轻层子时，后者会高速运动，其强子碎裂产物，将形成一对与初始层子方向一致的狭窄喷注．束流能量越高，喷注越窄，即 T 值越接近于 1．因此，冲度测量可作为一种灵敏的方法，用来探查新的重层子产生的阈值．

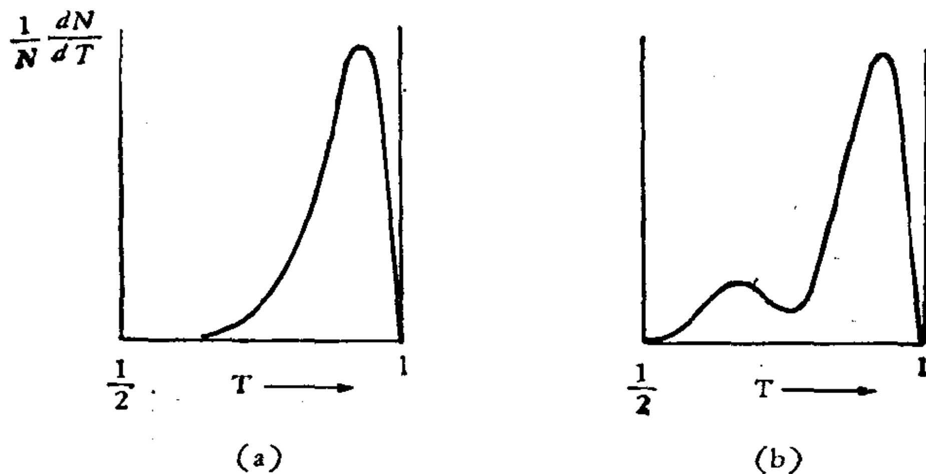


图 10.14 (a) 在阈值之前及 (b) 当能量增加并略超过产生新层子阈值时，预期冲度分布的定性变化

图10.14 定性地描述了上述理论预期结果，其中冲度分布(a)，(b)描述了当束流能量略低于及略高于产生新重层子阈值的情形．随着能量增加，并通过阈值以后，新的重层子的产生将导致较低的

T平均值.

在图 10.15 A—D 中, DESY 实验室 PETRA 对撞机 MARK-J 组给出了能量为 13, 17, 22 GeV, 以及综合 27.4 及 27.7 GeV (标称为 27 GeV)的实验数据的冲度归一化分布曲线 $\frac{1}{N}\frac{dN}{dt}$, 其中蒙特卡洛理论计算采用了包括 u, d, s, c 及 b 层子的夸克——部分子模型,但不包含胶子辐射. 对于具有二喷注现象的粒子终态,正如理论预言,随着能量的增加,其冲度分布显得更为狭窄, 并且其峰值向高冲度值方向移动.

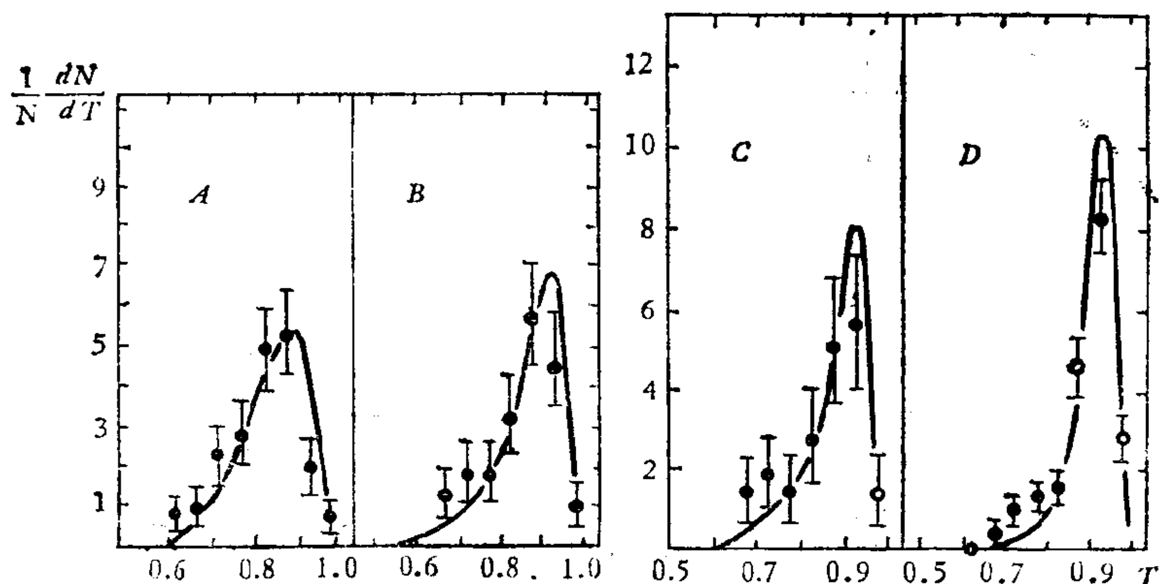


图 10.15 在不同 E_{cm} 数值时所测得的冲度分布. 其中 A: E_{cm} = 13 GeV, B: E_{cm} = 17GeV, C: E_{cm} = 22GeV, D: E_{cm} = 27GeV (综合值). 实线是层子模型(包括 u、d、s、c、b 层子,而不包括胶子辐射)的蒙特卡洛计算结果.

图 10.16 给出从 29.9 GeV 到 31.6 GeV 汇总实验数据的归一化冲度分布,所选事例的可见能量至少为 E_{cm} 值的70%,所绘曲线为包含胶子(A)及不包括胶子(B)的蒙特卡洛理论预期值. 这些数据表明,包含胶子(QCD)的蒙特卡洛预期值(A)与数据符合. 另一种假设, 存在 t 层子(C)的蒙特卡洛计算结果与实验值不符合.

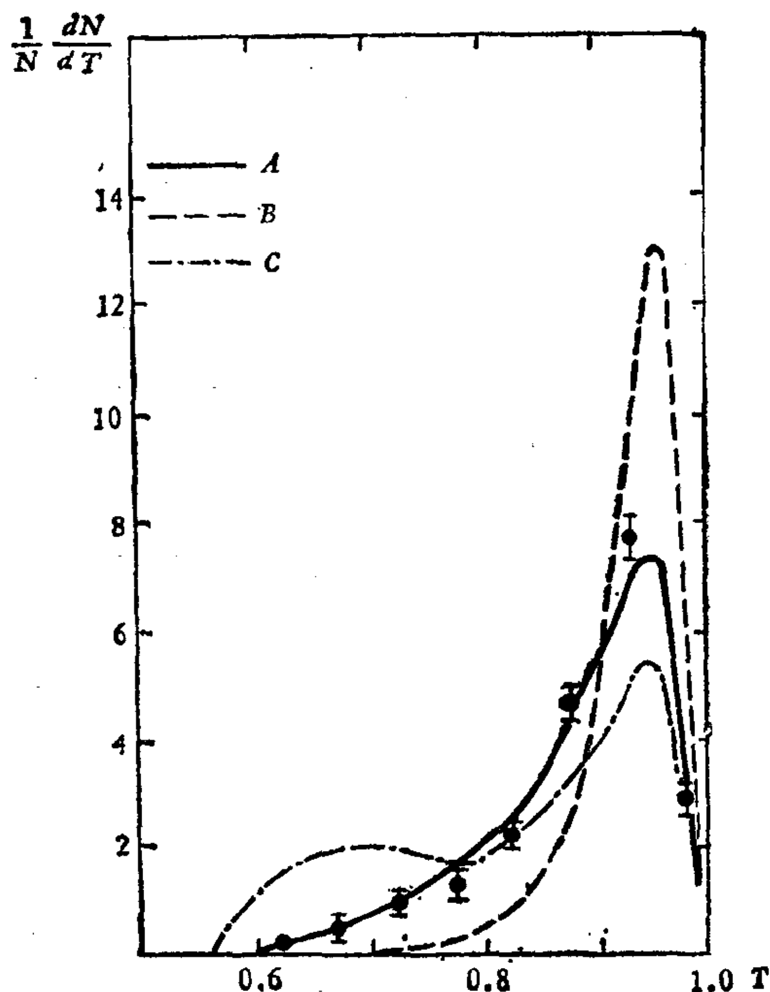


图 10.16 当 $E_{cm} \approx 30$ GeV 时的冲度分布．其中 A：$q\bar{q}g$（不包括顶层子），B：$q\bar{q}$，C：$q\bar{q}g$（包括顶层子）．

图 10.17 给出了六个能量的冲度平均值$\langle T\rangle$． 实线 A 表示包括 u，d，s，c，b 五层子，并包含胶子辐射（$q\bar{q}+q\bar{q}g$）的蒙特卡洛计算．实验数据相对于束流能量变化是平滑的，不存在新层子阈值处可能出现的那种阶跃．

3. 三喷注事例的发现

1979 年在 FNAL 召开的轻子和光子国际会议上， DESY 的 MARK-J 组等几个实验组同时发表了三喷注事例的发现，从而在实验上观察到胶子存在的迹象．

MARK-J 等实验组是在 2×19 GeV e^+、e^- 对撞机 （PETRA）上进行实验的，而 QCD 理论早就预言快速层子或反层子可以“韧致”辐射出胶子（$e^+e^- \to q\bar{q}g$ 过程），胶子和层子相似亦可碎裂成

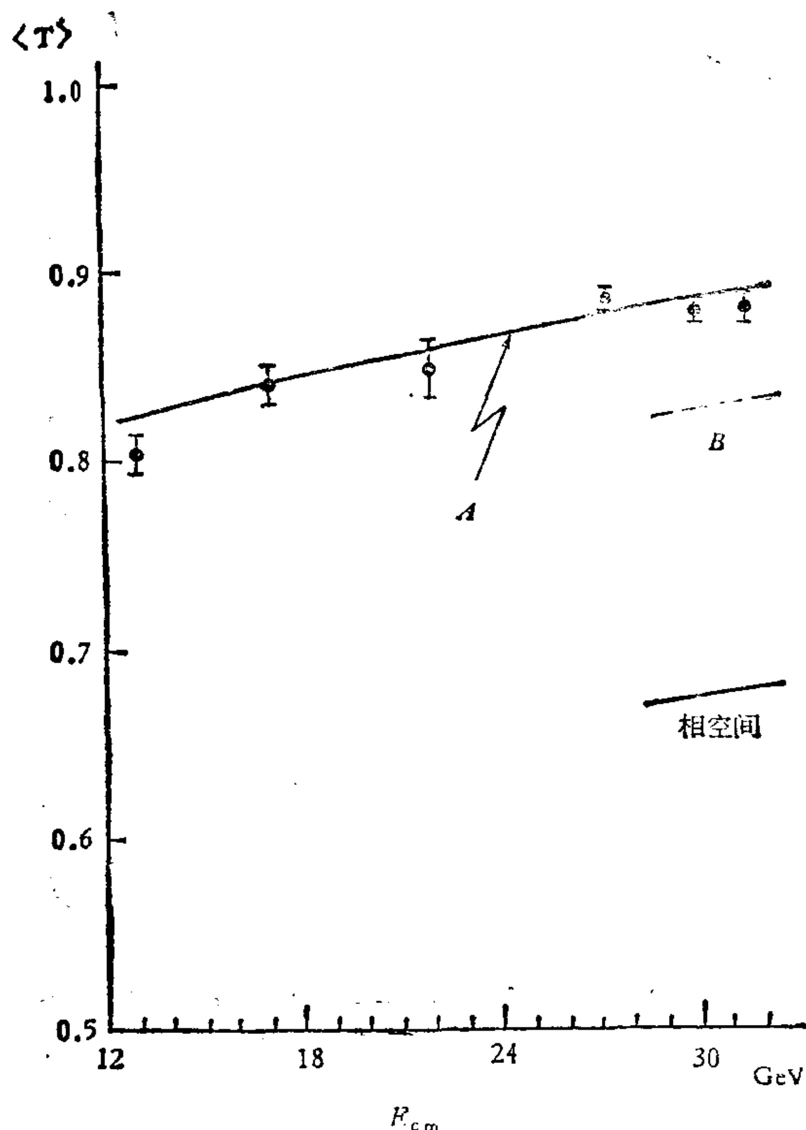


图 10.17　冲度平均值作为质心系能量 E_{cm} 的函数. QCD 预期值，A: $qq + q\bar{q}g$，不包括顶层子；B: $q\bar{q} + q\bar{q}g$，包括顶层子

强子，而形成第三个喷注.

MARK-J 探测器主要利用量能器测量强子能量. 对强子事例的喷注分析，以及三喷注事例的寻找，都是以事例在探测器中所损失的能量在三维空间中的分布为基础的. 图10.18 描述了 $e^+e^- \to q\bar{q}g$ 过程中，非共线胶子的辐射. 由于动量守恒，三粒子的动量必须处于同一平面上. 若在一个事例中，所辐射的胶子带有足够的能量，并且相对于正反层子有较大的角度，所观察的这些强子喷注，也应该处于同一平面上. 由图 10.18，向事例平面俯视时，可见三个清楚的喷注，下面的侧视图，则显现出二喷注结构.

和(10.41)式不同，MARK-J 组用能流定义冲度轴．并定义长轴及短轴，,三个轴彼此正交，用来描述能量的空间分布．

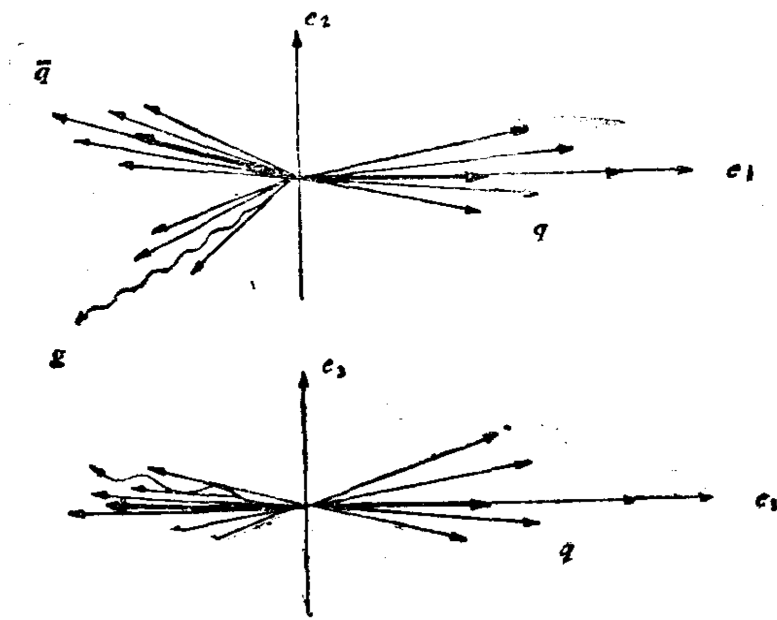


图 10.18 $e^+e^-\to q\bar{q}g$ 反应示意图（终态三强子喷注中用来描述事例的轴：e_1 为冲度轴，e_2 为长轴，e_3 为短轴．）

(i) 冲度轴 $\boldsymbol{e}_1$ 定义为使能流投影值为最大值的方向：

$$T=\frac{\sum_i|E^i\cdot\boldsymbol{e}_1|_{\max}}{\sum_i|E^i|},\tag{10.42}$$

其中 E^i 是计数器所测量到的能流值．$\sum_i|E^i|$ 为事例的可见能量之和(E_{vis})．

(ii)为了在垂直于冲度轴的平面内研究能量的分布，我们定义了第二个轴 $\boldsymbol{e}_2$，它与 $\boldsymbol{e}_1$ 垂直，其方向取在使这一平面内沿此轴的能流投影值为最大的方向上．长轴量 F_{maj} 和 $\boldsymbol{e}_2$ 由下式定义：

$$F_{\text{maj}}=\frac{\left(\sum_i|E^i\cdot\boldsymbol{e}_2|\right)_{\max}}{E_{\text{vis}}},\quad \boldsymbol{e}_2\perp\boldsymbol{e}_1\tag{10.43}$$

(iii) 第三个轴 e_3，它与冲度轴及长轴均正交．短轴量 F_{min} 定义为沿此方向的能流投影值的绝对值总和，此值同能流投影最小值非常接近，即

$$F_{min} = \frac{\sum_i |\boldsymbol{E}^i \cdot \boldsymbol{e}_3|}{E_{vis}} \approx \frac{(\sum|\boldsymbol{E}^i \cdot \boldsymbol{e}_3'|)_{min}}{E_{vis}}. \tag{10.44}$$

若强子是由相空间或 $q\bar{q}$ = 喷注分布产生的，那么在由长轴及短轴所定义的平面内，能流分布应各向同性，F_{maj} 及 F_{min} 的差值就会很小．相反地，若强子是通过三体中间态产生的，如 $q\bar{q}g$，并且三体都碎裂为 $\langle p_\perp \rangle \sim 325\,\text{MeV}$ 的粒子喷注（$p_\perp$ 是终态强子横动量的平均值），那么这些事例的能流分布应为扁平型．扁度 O 定义为

$$O = F_{maj} - F_{min}. \tag{10.45}$$

对于三喷注终态，扁度约为 $2\,p_\perp^g/E_{cm}$（$p_\perp^g$ 指的是胶子的横动量）；对于二喷注的终态，扁度近似为零．

当 $E_{cm} = 17\,\text{GeV}$ 时，预期的胶子辐射效应较小，图 10.19 (a) 给出了这个能量下事例对扁度的微分谱．实验数据实际上同两种理论均相符合，然而与包含胶子的理论模型符合得较好．图 10.19 (b) 给出了当 $27.4 \leqslant E_{cm} \leqslant 31.6\,\text{GeV}$ 时，事例扁度的微分谱，并同

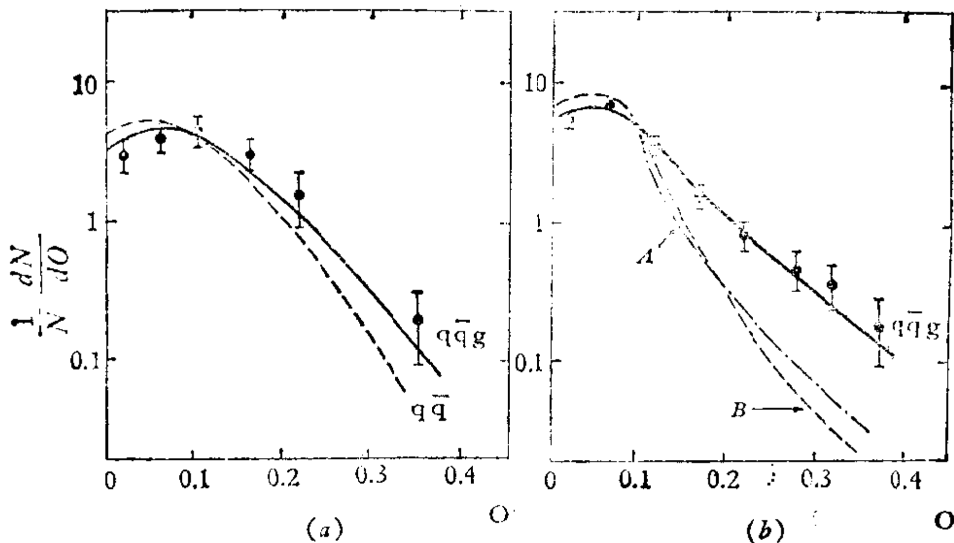


图 10.19 微分扁度分布 (a) $E_{cm} = 17\text{GeV}$，(b) 高能量区 (27.4 和 30 及 31.6 GeV 446 个事例的综合数据) 以及与 QCD 预期值（实线）；层子模型预期值（虚线）相比较．图 (b) 中，A: $\langle p_\perp^q \rangle = 425\text{MeV}$; B: $\langle p_\perp^q \rangle = 325\text{MeV}$

$q\bar{q}g$ 和 $q\bar{q}$ 模型相比较，图中采用了 $\langle p_{\perp}^{h}\rangle = 325$ MeV 和 $\langle p_{\perp}^{h}\rangle =$ 425MeV 的两种 $q\bar{q}$ 模型 ($p_{\perp}^{h}$ 为强子的横动量). 与 $q\bar{q}$ 模型的预期值相比,实验数据有更多的扁平事例,而同 $q\bar{q}g$ 理论模型符合得很好. 图 10.19 (b) 同时也表明扁度的一个很有用的特点: 对于碎裂过程的细节,它十分不敏感.

为了研究事例的详细结构,我们可以分别在冲度轴和长轴(图 10.20(a)),冲度轴和短轴(图 10.20(b))决定的平面内测量能量分布,并和不同理论模型计算结果相比较. 图 10.20 中的虚线,表示 QCD 理论的蒙特卡洛计算结果,与实验数据是符合的,而相空间模型的计算结果则与实验结果不符. 说明相空间分布不可能对冲度分布有很大的贡献.

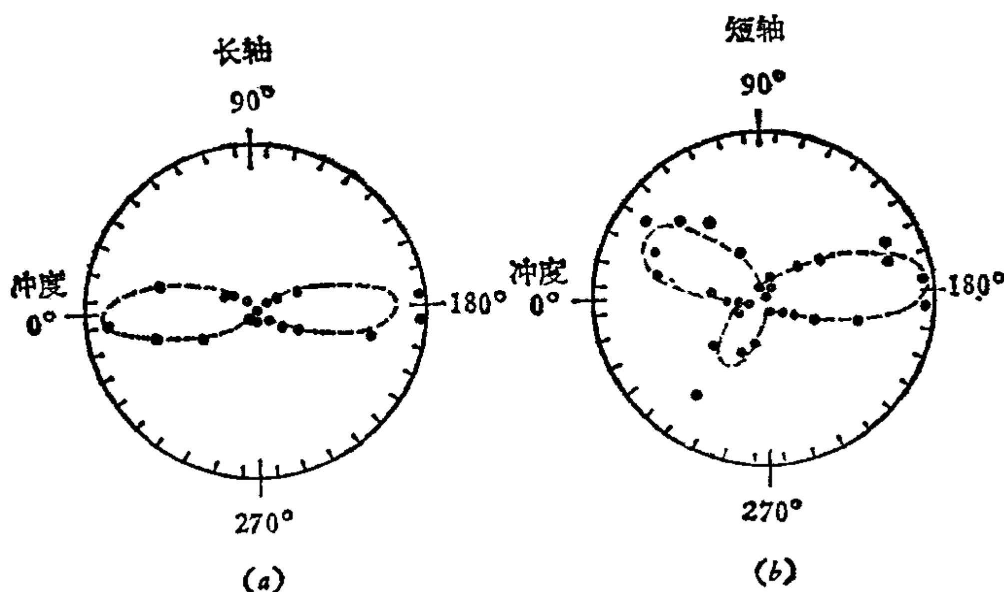


图 10.20 (a) 在冲度轴(0°)-长轴(90°)平面内强子事例的能量分布,(b)在冲度轴(0°)-短轴(90°)平面内强子事例的能量分布(虚线表示 QCD 预期的分布)

10.2.3 单举反应

在高能碰撞反应中,末态有许多粒子产生,要想对每个粒子都进行仔细的研究(遍举)是非常麻烦的,实际上是不可能的. 通常我们只把注意力集中于末态的某一种粒子,而把所有别的粒子看成是一团,除了这个粒子团的总能量和总动量之外,我们不关心其

余特性．这样仅仅通过对末态某一种粒子的详细研究，就可以获得很多反应运动学和动力学机制方面的知识，这就是所谓的单举反应．这种研究方法不仅对强子碰撞适用，对轻子和强子碰撞也适用．

考虑单举反应

$$a + b \to c + \text{其它粒子}, \tag{10.46}$$

如图 10.21 所示．为简单起见，可以忽略所有粒子的自旋．

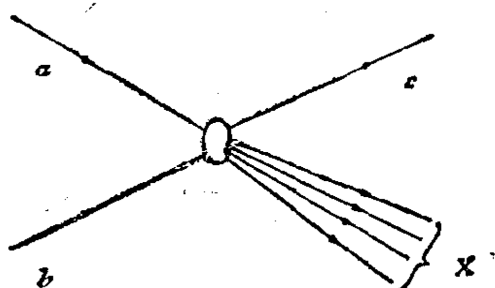


图 10.21　单举反应 $a + b \to c + X$

单举反应只有 3 个运动学自由度，因而反应事例在实验上比较容易测量．这三个独立的运动学变量可以选为 S, $p_\perp$ 和

$$X = \frac{2p_{/\!/}^*}{\sqrt{S}}. \tag{10.47}$$

$p_\perp$ 是 c 粒子在垂直于入射粒子运动方向上的横动量，它在平动洛仑兹变换下是不变的；$p_{/\!/}^*$ 是 c 粒子在质心系中的纵动量，这是 1969 年首先由费曼引入的，称为费曼变量． $0 \leqslant |X| \leqslant 1$, $X > 0$ 在质心系中的前半球，$X < 0$ 在后半球．

三个运动学变量也可以选取 S, $p_\perp$ 和 Y． Y 是快度．如选运动坐标系 Σ，其 z 轴平行于 $p_{/\!/}$，Σ 坐标系相对于实验室系的运动速度为 $\beta = \frac{p_{/\!/}}{E}$，则按(2.41)式定义，有

$$Y = \tanh^{-1}\beta. \tag{10.48}$$

在该 Σ 系中，c 粒子的纵动量 $p_{/\!/}$ 为 0，只有横动量 $p_\perp$，因此其能量为

$$m_{\perp c}^2 = m_c^2 + p_\perp^2, \tag{10.49}$$

常称 $m_\perp$ 为粒子的横质量．容易证明，快度 Y 可用其它运动学变量

来表示，

$$Y = \tanh^{-1}\left(\frac{p_{\parallel}}{E}\right) = \frac{1}{2}\log\frac{E+p_{\parallel}}{E-p_{\parallel}} = \log\frac{E+p_{\parallel}}{m_{\perp c}}. \quad (10.50)$$

快度和标度量 X 之间有下面的关系式

$$X = \frac{2m_{\perp}}{\sqrt{S}}\text{sh}Y^*, \quad (10.51)$$

这里 Y^* 是质心系中的快度.

为了看清快度 Y 的几何意义，现讨论如下：假定 c 粒子的运动轨迹和入射粒子的运动方向之间的夹角为 θ，则显然 $p_{\perp}/p_{\parallel} = \tan\theta$. 如果 $p_{\perp}^2 \gg m_c^2$，由(10.50)式可以推得

$$Y \cong -\log\tan\frac{\theta}{2} \equiv \eta. \quad (10.52)$$

在实验室系中 Y 很容易由核乳胶片或泡室中的径迹测得. 这样通过 Y 的测量就可以得到 c 粒子的散射角 θ，反之，只要测出高能粒子的散射角 θ，即可得到 Y 或 η. η 称为膺快度.

变量 X 和 Y 在高能现象的研究中是非常有用的，图 10.22 给出了在 CERN 的 ISR 对撞机能量下(质心系能量为 53 GeV 的质子与质子对撞)观测所得的 X, Y, θ 和 $\eta = -\log\tan\frac{\theta}{2}$ 之间的关系.

产生 c 粒子的单举碰撞反应微分截面可以写为

$$E_c\frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{d^3\sigma}{dp_{\perp}^2 dY} = F_{ab}^c(p_{\parallel}^*, p_{\perp}, S), \quad (10.53)$$

其中 E_c 为 c 粒子能量，S 为质心系能量平方，$p_{\parallel}$ 和 $p_{\perp}$ 是 c 粒子动量 $\boldsymbol{p}$ 的分量. 在用 X 或 $Y(\eta)$ 表示 $p_{\parallel}$ 后，协变截面 $E_c\frac{d^3\sigma}{dp^3}$ 是$(X, p_{\perp}, S)$或$(Y, p_{\perp}, S)$的函数. 在固定 $p_{\perp}$ 值或对 $p_{\perp}$ 积分后，得到的只是(X, S)或(Y, S)的函数：

$$\frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{dX} = f(X, S)\text{或}\frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{dY} = f'(Y, S), \quad (10.54)$$

前者简称“单举分布”或单举谱，后者简称为“快度分布”. σ 为非

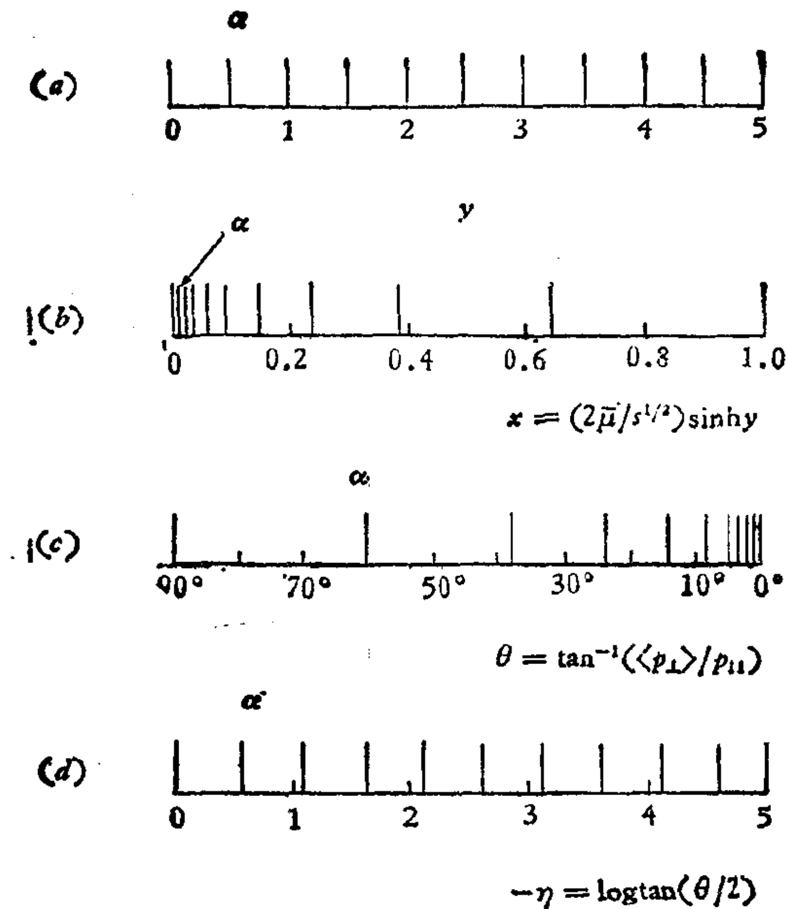


图 10.22 X, Y, θ 和 $\eta=-\log\tan\frac{\theta}{2}$ 之间的关系，质心系能量 53 GeV, $\bar{\mu}=(\langle p_\perp\rangle^2+m_\pi^2)^{1/2}$. (a), (b), (c), (d) 中的长线互相对应

弹性散射总截面.

对于 $E^c_{ab}(p^*_{//}, p_\perp, S)$ 的渐近行为，理论上有两个假设. 其一是所谓的极限碎裂理论，该理论假定在很高的能量下，a 粒子和 b 粒子各自在自己的参考系中碎裂. a 粒子和 b 粒子在碎裂过程中互不干涉，如图 10.23 所示. 按照该假设，在非常高的能量下反应过程不依赖于能量 S，即由 a 粒子碎裂出的 c 粒子分布 $F^c_{ab}(p^*_{//}, p_\perp, S)$ 只依赖于在 a 静止的参考系中量得的 c 粒子的 $p_{//}$ 和 $p_\perp$，而和 S 无关.

第二个假定是费曼 (R. P. Feynman) 在 1969 年提出的，该假定说，当能量很高时，即 $S\to\infty$ 时，在质心系中的单举反应不变微分截面为

$$F_{ab}^{c}(p_{\parallel}^{*},p_{\perp},S)\to F_{ab}^{c}\left(p_{\perp},\frac{2p_{\parallel}^{*}}{\sqrt{S}}\right)=F_{ab}^{c}(p_{\perp},X),\qquad(10.55)$$

即这时的微分截面只是变量 $p_{\perp}$ 和 X 的函数. $F_{ab}^{c}(p_{\perp},X)$的形状和大小都和能量 S 无关，这就是所谓的费曼标度不变性.

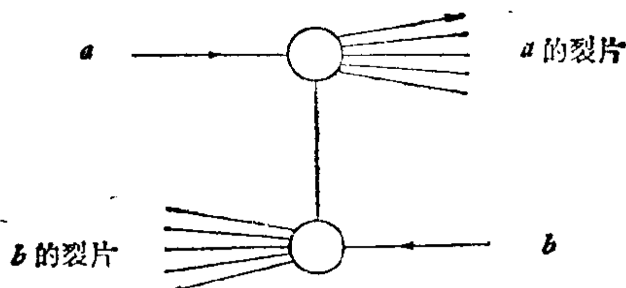


图 10.23 在很高能量下，a 粒子和 b 粒子在质心系中的碰撞图象

可以证明，极限碎裂定理和标度不变性是两个互相有关的假设，都得到了目前实验结果的支持. 但是实际上，在非常高的能量下，标度不变性并不总是正确的，是要破坏的. 10.1.4 节中提到，在很高能区，如果有新的能量标度出现，渐近区就不复存在，那么标度不变性就必然要被破坏.

实验测量表明，对固定的 X，$F(p_{\perp},X)$随 $p_{\perp}$ 增加迅速地减少，对 pp 反应，近似的可用下式反映:

$$F(p_{\perp},X)\sim A(X)e^{-ap_{\perp}}.\qquad(10.56)$$

当然，用(10.56)式这样简单的关系来拟合实验数据往往是非常粗略的. 同时，$A(X)$依赖于次级粒子的种类: 对 π 介子最大，质子和反质子最小，K 介子的 $A(X)$ 值介于这两者之间.

在固定的 $p_{\perp}$ 处，$F(p_{\perp},X)$ 对 X 的依赖关系要复杂得多. 在 pp 碰撞中，大多数末态粒子的 $F(p_{\perp}、X)$ 随 X 增加而减小. 但 p 则不然，在 X 很大时，$F(p_{\perp}、X)$ 也增大. 也就是说，末态中如果有一个和初态的某个粒子相同的粒子，该末态粒子大致具有和初态粒子相同的动量. 或者说，入射粒子总是力图保持其初态动量的大小和方向. 实验表明，这种现象不仅在 pp 碰撞中存在，对别的强子碰撞反应，如 Kp、πp 反应，也都有类似现象，这是一个普遍的实验事实，称为领头粒子效应. 当然，当我们说入射粒子力图保

持其初态动量时，决不意味着粒子经过相互作用后没有改变，那种理解在强相互作用中没有意义，是错误的．领头粒子效应意味着，在 πp 和 Kp 碰撞中，$F(p_\perp, X \sim +1)$和 $F(p_\perp, X \sim -1)$的形状是很不相同的．对于 pp 碰撞，由于初态是两个全同粒子，因此具有对称性 $F(p_\perp, +X) = F(p_\perp, -X)$．

10.2.4 前向峰、后向峰和衍射解离

在 10.1 节我们已讲过，弹性散射的高能截面趋于常数，基本上和能量无关，并且在朝前方向有一明显的衍射峰．在大多数高能非弹性散射中，微分截面在朝前或朝后方向也看到很强的峰值，它和弹性衍射峰相象．为描写这种现象，我们考虑反应：

$$a + b \rightarrow a' + b', \tag{10.57}$$

定义 $\theta_{aa'}$ 为 p_a 和 $p_{a'}$ 之间的夹角．四动量转移的平方为

$$t_{aa'} = -(\mathrm{p}_a - \mathrm{p}_{a'})^2, \quad u_{ab'} = -(\mathrm{p}_a - \mathrm{p}_{b'})^2. \tag{10.58}$$

若 $S \gg m_i^2$，那么当 $\theta_{aa'}$ 接近 0° 时为 t 道反应，$|t_{aa'}|$很小；当 $\theta_{aa'}$ 接近 180° 时为 u 道反应，$|u_{ab'}|$ 很小．因此也可以这么说：当$|t_{aa'}|$或$|u_{ab'}|$很小时，截面相应地出现前向峰或后向峰．

我们知道，电磁相互作用是通过交换电磁场的量子——光子实现的．类似地，可以认为在强相互作用中，所有已知的强子都可以充当相应场的“量子”．任何强子都可以作为交换粒子，用来产生别的强子或被别的强子所产生．所有强子的地位是平等的，这就是所谓自举（Bootstrap）理论．一般可以认为，强作用通过单个粒子的交换而实现，多粒子交换效应影响要小得多，可以忽略，这就是单粒子交换模型．该模型对截面出现的前向峰和后向峰的现象都能给出相当简明的定性解释．如图 10.24，设 $a + b \rightarrow a' + b'$ 非弹性反应是通过一个虚粒子 c 的交换实现的，若不考虑 a, b, a', b' 和 c 粒子的自旋及电荷，即认为它们的自旋和电荷都为 0，那么理论上可以导出图 10.24(a)的微分截面为

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{|g_{aca'} g_{bcb'}|^2}{64\pi S p^{*2}} \frac{1}{[|t_{aa'}| + m_c^2]^2}, \tag{10.59}$$

其中 $g_{aca'}$ 和 $g_{bcb'}$ 是强作用偶合参数，可以认为是常数，p^* 是初态粒子的质心系动量．$|t_{aa'}| \gg m_c^2$ 时，$\frac{d\sigma}{dt} \propto \frac{1}{|t_{aa'}|^2}$，在 $t_{aa'}$ 很小的区域就产生很大的峰，这样就定性地解释了小 t 区前向峰的形成．同样，考虑图 10.24(b)的单粒子交换费曼图，可以解释 $u_{ab'}$ 很小时微分截面出现的后向峰．

在两体非弹性反应（10.57）式中哪个粒子应该叫做 a'．哪个粒子应该叫做 b' 呢？这是直接和 t, u 的定义相联系的．对于介子和重子反应，a 一般指入射介子，b 指重子，这时通常定义末态重子数为 0 的粒子为 a'，另一个是 b'．如果初态两粒子都是重子，那么就需根据特定的反应预先对 t 和 u 给出明确的定义．

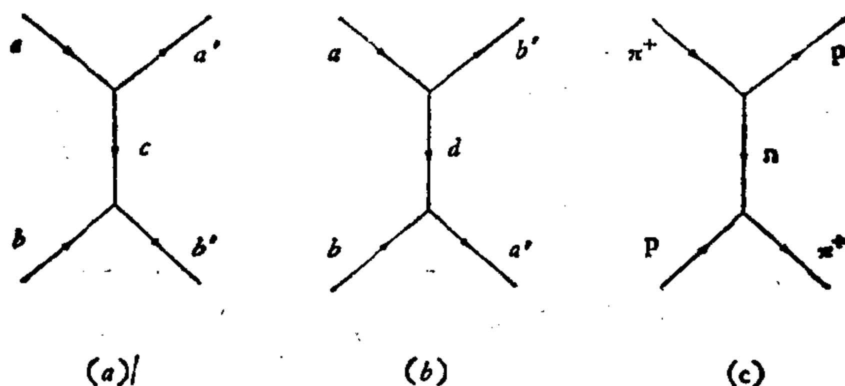


图 10.24 单粒子交换费曼图

(a) 小 $t_{aa'}$ 时的前向峰，(b) 小 $u_{ab'}$ 时的后向峰，(c) π^+p 弹性散射中的后向峰

已经讲过，在弹性散射中前向峰大于后向峰，对于大多数非弹性散射，也是前向峰占优势．但是在介子和重子散射中，人们也观测到前向峰并不总是比后向峰强．例如，由图 10.25 给出的实验结果可以看到，协同产生反应 $\pi^- + p \to K^0 + \Lambda^0$ 和 $\pi^- + p \to K^0 + \Sigma^0$ 是前向峰占优势，而在协同产生反应 $\pi^- + p \to K^+ + \Sigma^-$ 中则是后向峰占优势．另一个后向峰占优势的例子是反应 $K^- + p \to \pi^+ + \Sigma^-$．单粒子交换模型也可以对此给出相当好的定性解释．

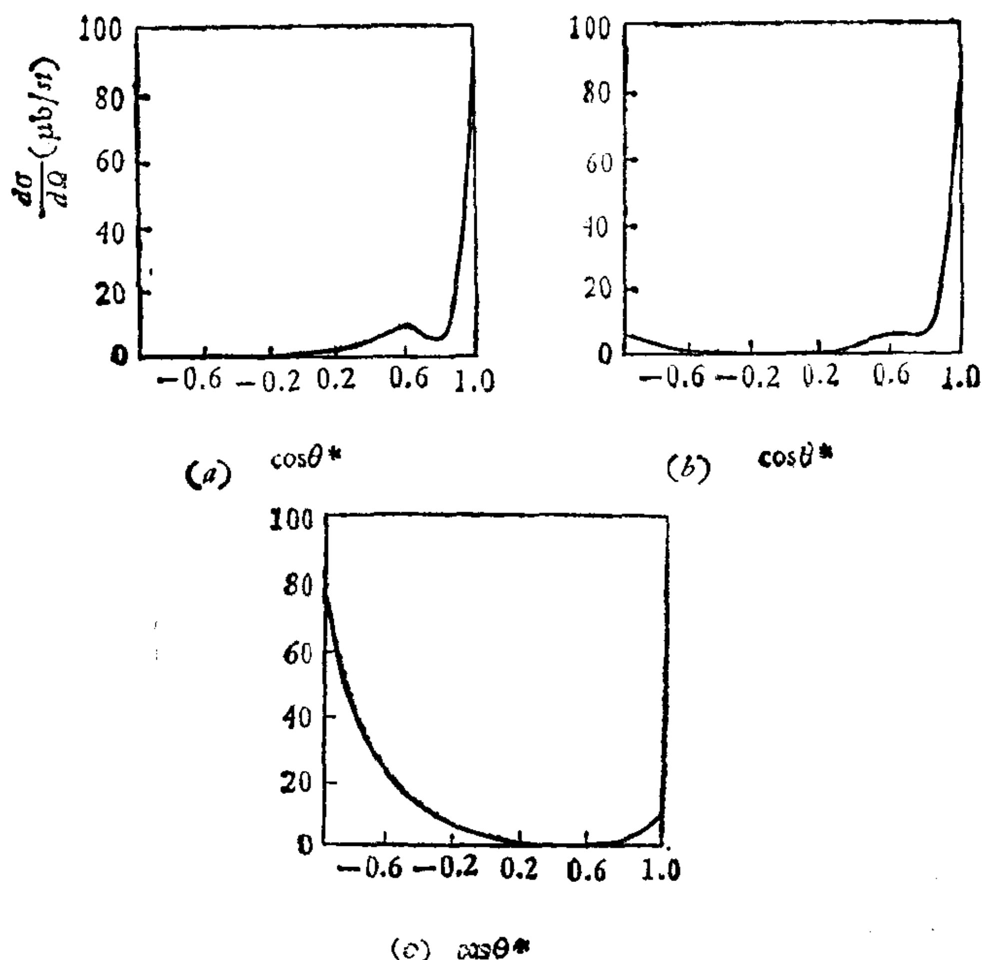


图 10.25 协同产生反应的微分截面，入射动量为 3.15 GeV
(a) $\pi^- + p \to K^0 + \Lambda^0$, (b) $\pi^- + p \to K^0 + \Sigma^0$, (c) $\pi^- + p \to K^+ + \Sigma^-$

单粒子交换模型要求，强子反应中交换的虚粒子 c 应该是已知的强子，可以是稳定的强子(像 π 介子)，也可以是不稳定的强子(像 ρ)．在每个作用顶点都应保持电荷、重子数、奇异数，宇称和同位旋守恒，耦合参数 g 的大小是相同的．这样对于一特定的反应究竟是前向峰占优势还是后向峰占优势，取决于和哪个峰相应的交换粒子 c．对于介子或光子与核子的作用，按照前面对粒子 a, b, a', b'，的定义容易得出如下的结论：t 道反应对应的交换粒子是介子，象 π, ρ, K 等，因而有前向峰．u 道反应对应的交换粒子应是重子或重子共振态，产生后向峰．因为介子的质量一般比重子质量小，所以在大多数反应中，前向峰总是占优势．而对于反应 $\pi^- p \to K^+ \Sigma^-$，$\pi^- K^+$ 顶点的重子数、电荷和奇异数守恒要求被交换的虚粒子是电荷为 +2、奇异数为 −1 的介子．因为没有这

样的介子存在，因此该反应没有前向峰. 反应 $K^-p \to \pi^+\Sigma^-$ 的情况同样也可以给以解释. 从这些讨论我们看到,单粒子交换模型在定性地解释前向峰和后向峰方面是相当成功的. 实验也已证明,由多粒子交换引起的效应是很弱的,通常可以不予考虑.

下面讨论一种特殊的非弹性反应——衍射解离. 前面已讲过,一般地,随着能量的增高,非弹性散射道的截面迅速减小,但是在(10.57)式中如果 a' 和 a, b' 和 b 具有相同的内部量子数: 重子数、奇异数、电荷、同位旋和 G 宇称(若有的话),那么它的反应截面除在朝前方向出现峰值以外, 在高能区随着能量的增加非常缓慢地减少,近似地趋向于和能量无关的常数值,这和弹性衍射的高能特征很相似, 人们把这种特殊的非弹性散射称为衍射解离.

在衍射解离反应中, a' 和 b' 可分别看作是 a 和 b 的激发态. 更一般地讲, a' 和 b' 可以不是单个粒子,而是一组粒子,只要这两组粒子分别和 a、b 具有相同的内部量子数, 也就是说, 衍射解离反应的典型特征是没有内部量子数的交换. 例如, 研究反应

$$\pi^-p \to \pi^- + \pi^- + \pi^+ + p, \tag{10.60}$$

这时 $a = \pi^-$, $b = p$, 末态粒子可以有四种不同的组合方式:

$$\left.\begin{array}{lll} \text{第一组} & a' = \pi^-\pi^-\pi^+ & b' = p \\ \text{第二组} & a' = \pi^- & b' = \pi^-\pi^+p \\ \text{第三组} & a' = \pi^-\pi^- & b' = \pi^+p \\ \text{第四组} & a' = \pi^-\pi^+ & b' = \pi^-p \end{array}\right\} \tag{10.61}$$

这四种情况下都有前向峰存在. 在第一组和第二组中没有内部量子数的交换, 而在第三组和第四组中有内部量子数的交换. 因此第一组和第二组对应的过程是衍射解离反应. 在能量很高时,前两组反应截面基本上趋于常数值,和能量无关. 第三组和第四组对应的非弹性道,截面随能量的增加而减小,能量很高时趋于0,因此在高能下的反应截面主要是衍射解离过程的贡献.

衍射解离和衍射弹性散射的很多特征非常相似,有人设想,这两种反应也应该能用单粒子交换模型来解释, 只不过这时交换的

粒子是一个没有内部量子数的实体，该实体被称为玻密子（*Pomeron*），如图 10.26 所示．人们假定玻密子是和高能反应的雷吉（T. Regge）极点模型相联系的．实验上至今并没有证实这种玻密子的存在，因此这很可能只是为了把衍射散射和衍射解离纳入相同的粒子交换机制而引入的一种虚拟模式．

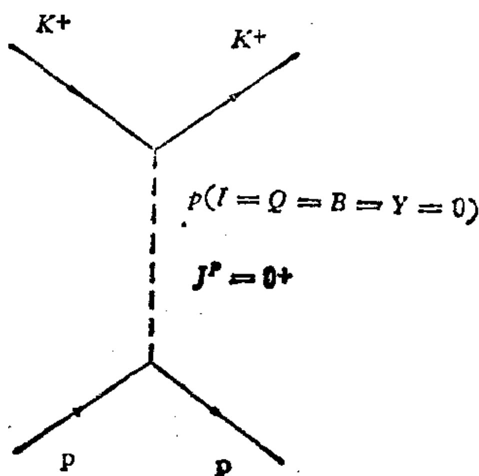


图 10.26　K^+p 弹性衍射散射通过交换玻密子实现

习　　题

1．什么是多重产生？它和质心系能量之间有什么关系？大横动量现象为什么会引起人们极大注意？

2．动量为 100GeV 入射 ν_μ 和静止核子相碰撞，给出单举反应 $\nu_\mu + N \to \mu^- + X$ 总截面的大概数值．

3．交叉对称性的含意是什么？以 NN 散射为例，说明 s,t,u 三个反应道可以用同一个相对论不变振幅 $A(s,t)$ 表示．

4．在两体碰撞中，如果 $S^{1/2} \gg m_a$，m_b，试证明：$Y_a - Y_b = Y \approx \log(S/m_a m_b)$．

同样条件下，在质心系（＊）内，有：

$$Y^* \cong \frac{1}{2}(Y - \triangle)$$

$$Y_a^* \cong \frac{1}{2}(Y + \triangle)$$

$$-Y_b^* \cong \frac{1}{2}(Y - \triangle)$$

其中 $\Delta = \log(m_b/m_a)$

5。实验室动量为 10GeV 的 π 打击静止质子．试计算在实验室系和质心系中 π 及质子的 Y 值．在弹性散射中，π 在实验室系偏转 1° 的末态中，π 及质子的 Y 值为何？

6．在 $a+b\rightarrow c+X$ 碰撞中，如果 S 和 p_c 已知，试计算 X 的质量。

参 考 文 献

[1] U. Amaldi, M. Jacob and G. Matthial, Diffraction of Hadronic Waves, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **26**(1976).

[2] H. Boggild and T. Ferbel, Inclusive Reaction, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **24**, 451 (1974).

[3] L. Foa, High Energy Hadron Physics, *Nuovo Cimento*, **3**, 283(1973).

[4] W. R. Frazer, et al., High Energy Multiparticle Reactions, *Rev. Mod. Phys.*, **44**, 284(1972).

[5] R. Hagedorn and J. Ranft, Statistical Thermodynamics of Strong Interactions at High Energies, *Suppl. Nuovo Cimento* **6**, 169(1968).

[6] J. D. Jackson, Models for High Energy Processes, *Rev. Mod. Phys.*, **42**, 12 (1970).

[7] M. Kretzschnar, Statistical Methods in High Energy Physics, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **11**, 1(1961).

[8] P. D. B. Collins, Hadron Reaction Mechanisms, *Rep. Prog. Phys.*, **45**, 335 (1982).

[9] Sau Lan Wu, e^+e^- Physics at PETRA—The first five years, *Phys. Rep.* **107**, NOS, 2—5, 59(1984).

[10] H. Boggild, Inclusive reaction, *Ann. Rev. Nucl. Science*, **24**, 451(1974).

[11] 章乃森，动量在 2.5-5GeV 区间 π^+ 介子与质子相互作用全截面的测量，物理学报，**20**，12，1244(1964).

[12] 章乃森，C、Al、Cu、Sn、Pb 等原子核对高能 π^+、K^+ 介子及质子的吸收截面，物理学报，**21**，1，121(1965).

[13] MARK-J 合作组著，朱人元等译，光子、轻子、层子及胶子，《中国科学》专辑，科学出版社 (1980).

[14] 宁平治，高能弹性散射的光学模型，高能物理，**1**，10(1981).

第十一章　粒子物理学的近期发展

可以认为粒子物理学开始成为独立学科的标志是1932年正电子的发现.五十多年以来,这一学科始终是物理学发展的主流和前沿,实验和理论的发展十分迅速,目前粒子物理学仍然处于兴盛时期. 加速器和探测技术的不断提高,使实验物理工作在规模上、速度上、深度上和精确程度上都达到前所未有的高度,新的现象和新的规律不断发现,理论分析水平也不断提高,近年来已将物质微观结构新层次的面貌和相互作用的本质逐步清晰地揭示出来. 此外在宇宙线和天体物理研究中发现的一系列高能粒子相互作用和演化过程,也扩大了粒子物理学的研究领域,促进了微观世界基本观念的革新. 本章将概括介绍粒子物理学在理论、实验和天体物理等方面的近期发展.

§11.1　粒子理论的近期发展

粒子理论近期发展十分活跃, 例如: 量子色动力学 (QCD), 大统一理论 (GUT), 超对称理论,超引力理论等等. 这里只介绍前两者.

11.1.1　量子色动力学

在电、弱、强相互作用中, 强相互作用是我们目前理解最浅的一种相互作用. 虽然,强相互作用的实验数据很多,也总结出不少实验规律性,但大多数都停顿在唯象的理论水平上,对其本质未能掌握. 此外强作用的强度强,耦合常数大于1, 高级作用不一定变弱,微扰论不好使用, 因而理论计算也很困难. 但在近十年中,这种情况开始有所变化, 首先 J/ψ 和 Υ 等粒子的发现, 使我们对强

子结构的层子模型有了较为深入地了解．同时实验上发现了一些导致引入层子具有“颜色”量子数的现象，如：π^0 介子衰变几率，高能正负电子碰撞产生强子的 R 值的测量结果，均比理论计算值高（参看上册 6.4.2 节）等．

为了描述这些实验事实，人们提出了量子色动力学理论，目前量子色动力学在解释强作用某些“硬”过程方面，例如层子间作用的“渐近自由”性质等，已经取得了很大的成功，但在解释“层子囚禁”等问题时，还有不少困难．

1. 层子之间的色相互作用

在第六章层子模型中已经提到，层子除了具有不同的“味道”(f) 外，每种味道的层子还可能有不同“颜色”(c)．这是一种新的自由度．量子色动力学认为，层子之间存在强相互作用，是因为层子带有色荷 c，和电荷决定电磁作用强度相似，色荷决定强作用的强度．强作用可以使层子改变颜色，但不能使层子改变味道，弱作用才能使层子改变味道．

第六章中提过，一些实验事实促使我们假设层子具有三种颜色．例如，假设层子有三种颜色时，可以使 e^+e^- 作用截面的理论计算值提高三倍，这样能使理论计算所得到的 R 值和实验测得结果符合． 我们假定层子具有三种颜色——红 (R)，黄 (Y)，蓝 (B)；反层子具有三种反颜色 ($\bar{R}$, $\bar{Y}$, $\bar{B}$)． 量子色动力学认为，层子之间的作用在色变换下具有不变性，强作用可以用具有定域 $SU_c(3)$ 不变性的拉氏量（附标 c 表示颜色）描写．

量子色动力学认为，层子之间的强作用是靠胶子场传递的．胶子场的量子-胶子和光子相似，也是一种规范场粒子，其自旋为 1，质量为零．三种色和三种反色组成 $3^2 = 9$ 种组合，可分为八重态和单态．量子色动力学假定胶子属于 $SU_c(3)$ 八重态，即有八种胶子．对照介子味道八重态，我们可以写出三种色和三种反色组成的胶子八重态为

$$R\bar{B},\ R\bar{Y},\ B\bar{Y},$$
$$B\bar{R},\ Y\bar{R},\ Y\bar{B}$$

$$\frac{R\bar{R}-B\bar{B}}{\sqrt{2}},\quad \frac{R\bar{R}+B\bar{B}-2Y\bar{Y}}{\sqrt{6}}, \tag{11.1}$$

吸收或放出胶子可以使层子改变颜色．红、蓝、黄三种颜色的层子之间互相转换，共需要六种胶子．例如：红层子放出一个 $R\bar{B}$ 胶子可以变成蓝层子，这和通过交换 γ 光子进行电磁作用情况相似(图 11.1)．第七、八两种胶子情况特殊，它们不改变层子的颜色．

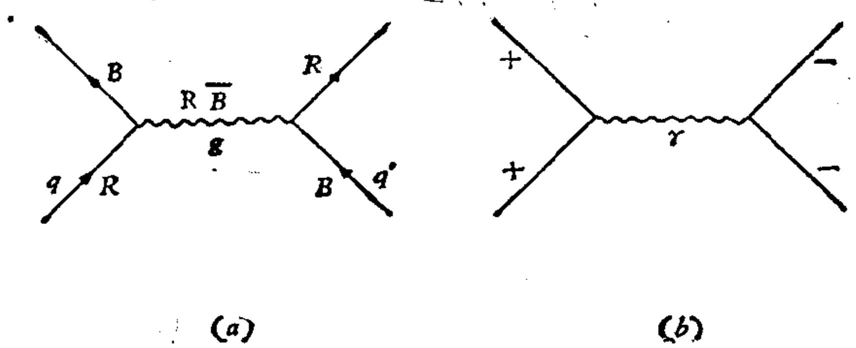


图 11.1　强作用和电磁作用费曼图

(a) 交换胶子改变层子颜色进行强作用，

(b) 交换光子进行电磁作用

电子可以通过韧致辐射发射光子，层子也可以通过类似过程发射出胶子，因此一个高能层子可以辐射胶子形成胶子喷注，如图 11.2(a) 所示．色荷和电荷的性质并不都互相类似．例如，电磁作

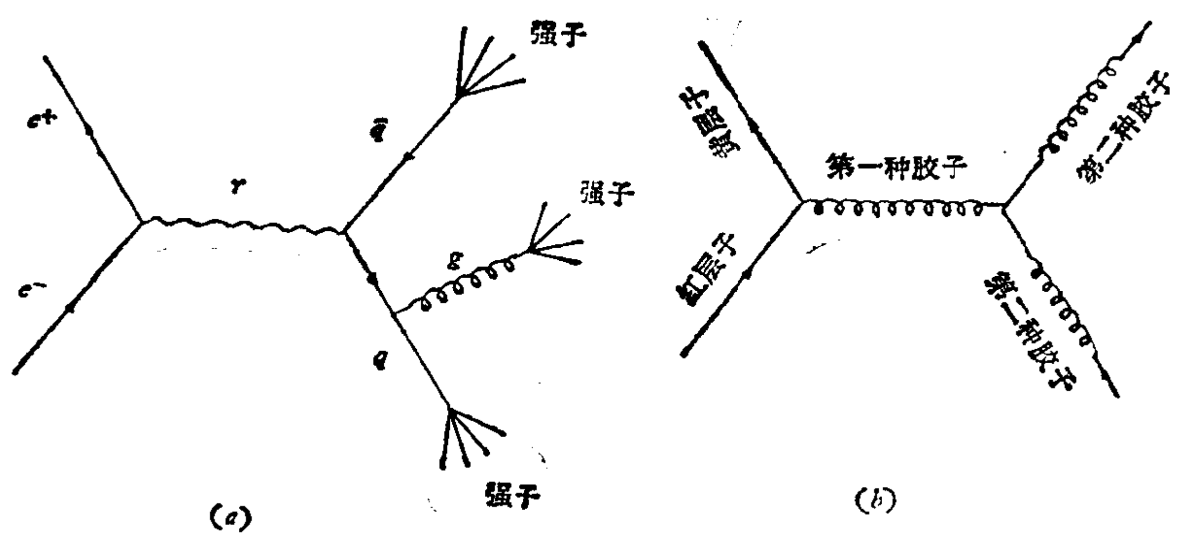


图 11.2　胶子本身带有电荷，胶子和层子之间或胶子和胶子之间，具有强相互作用

(a) 高能层子辐射胶子，形成胶子喷注

(b) 层子和胶子通过交换胶子发生强相互作用

用由阿贝尔 $U(1)$ 规范理论(整体变换)描写，光子本身不带电荷，光子和光子之间没有电磁相互作用。而强作用由非阿贝尔 $SU_c(3)$ 规范理论(定域变换)描写．胶子本身带有色荷，因而胶子和胶子之间具有直接的强相互作用，一个层子和一个胶子，可以通过交换胶子而互相吸引，如图 11.2(b)所示．

强子作为整体，并没有颜色量子数，所有强子都不带色荷：重子 (qqq) 由三种不同颜色的层子组成，为色单态；介子 ($q\bar{q}$) 由正反颜色的层子组成，也是色单态．量子色动力学指出，在很多可能的多层子组合态中，只有上述两种多层子组合态在自然界中存在．

层子之间相互作用位能的形式式不清楚，目前一般假设，在小距离内强作用和电磁作用相似，是库伦型的；在大距离时，位能应趋于无限大，以便将层子限制在强子之中，因此假定层子之间强作用位能的形式为

$$V(r) = -\frac{K_1}{r} + K_2 r, \qquad (11.2)$$

其中 K_1，K_2 为常数．第六章讨论粲子偶素能级图时，即利用了这种形式的强作用位能．

2. 反屏蔽效应

量子色动力学根据所谓“反屏蔽效应”解释了强作用中的“渐近自由”现象．与介质相似，在真空中包含虚的正、负电荷的分布．电子在真空中，将正电荷吸引到自己的周围，使真空极化，极化时的电荷分布对电子产生屏蔽作用．因此，在较远的地方观测电子时，测到的电子电荷比“裸”电子的电荷小．当高能粒子和电子发生相互作用，特别是产生大动量转移过程时，相当于在很小距离处观察电子，那时看到的是“裸”电子的电荷．因此，电磁相互作用在小距离处会变强，这称为电荷的屏蔽效应．

由于胶子本身是带色荷的，因此层子和胶子之间以及胶子和胶子之间都存在直接的相互作用．一个层子在真空中吸引反层子到其周围的同时，也引起了真空中的胶子、反胶子对的极化分布．计算表明，这种真空极化的总效果，不是使色荷减少，而是使色荷

增加，称为“反屏蔽效应”．因此对大动量交换事件，就出现了强作用变弱的现象．1973年格洛斯（D.J.Gross）和1974年波利特兹（H.D.Politzer）等仔细地研究了这种在大q^2值(即小距离处)时的强作用“渐近自由”现象．由于这时强作用很弱，因而可以使用微扰论方法处理问题，在这种情况下量子色动力学理论计算的结果和实验数据是符合的．

在量子色动力学中，层子间的强相互作用强度可以用动耦合常数(*running coupling constant*) α_s 表示，α_s与过程的动量转移有关，$\alpha_s=\alpha_s(q^2)$．由于反屏蔽效应，当q增大时α_s变小；即$q^2\to\infty$时，$\alpha_s(q^2)\to 0$．在一定的近似下，可以将α_s表示为

$$\alpha_s(q^2)=\frac{\alpha_s(q_0^2)}{1+B\alpha_s(q_0^2)\ln(q^2/q_0^2)}, \qquad (11.3)$$

其中q_0为一典型的动量交换数值，$B=(33-2f)/2\pi$，f为层子的味道数．只要层子的味道数$f\leqslant 16$，当q^2增加时，$\alpha_s(q^2)$就会下降．

实验上可以测量强作用动耦合常数$\alpha_s(q^2)$．从原则上说，三喷注和双喷注事例数之比，就是$\alpha_s(q^2)$，但实验上还有不少具体困难．例如，在三喷注事例中，当两个喷注间的夹角很小时，很容易被误认为是双喷注事例．有几种具体的分析方法［*Phys, Lett.***93B**, 155(1980)；**97B**, 431(1981)］可以较好地定出$\alpha_s(q^2)$数值．

DESY的几个实验组，在总能量$\sqrt{S}\sim 30$GeV处测定了层子-胶子强作用耦合常数α_s，其结果在表11.1中给出．

表11.1 PETRA各实验组测定的层子-胶子强作用动耦合常数$\alpha_s(\sqrt{S}\sim 30\text{GeV})$

实验组	α_s(±统计误差±系统误差)	时　间
MARK J	0.23±0.02±0.04	1979年11月
PLUTO	0.15±0.03±0.02	1980年10月
CELLO	0.16±0.01±0.03	1982年4月
JADE	0.16±0.15±0.03	1982年9月
MARK J	0.13±0.01±0.02	1983年5月

1979 年在美国费米实验室召开的轻子-光子会议上，PETRA 的几个实验组都提出了三喷注的实验结果，说明高能层子可以辐射出高能胶子，由这个胶子形成第三个喷注，间接地表明了胶子存在的迹象，根据 e^+e^- 湮灭事例，同一侧的两个强子喷注的夹角分布，可以定出胶子的自旋为 1，这和理论预言是一致的，但实验上至今还没有找到胶子存在的直接证据.

除了大动量交换的情况外，量子色动力学还成功地解释了强子的一些静态性质，如强子磁矩和强子多重态的质量劈裂，以及轻子与强子非弹性散射中标度无关性的破坏等问题. 对于大距离 ($>10^{13}$cm) 的强作用，由于 $q^2 \ll q_0^2$，这时 $\alpha_s(q^2)$ 变得很大，不能使用微扰论进行计算，这个问题还有待于研究解决. 总之，量子色动力学是一种有希望的强作用理论，目前属于试验性的，本身仍在发展之中.

不同的相互作用理论，引进不同的耦合常数. 在弱作用理论中，唯象的费米理论引进了耦合常数 G，而弱电统一理论则引入耦合常数 g_w 等. 在强相互作用理论中，过去的唯象理论曾认为强作用是通过交换 π, ρ, ω 等介子传递的，引进了耦合常数 g，量子色动力学则认为强作用是通过颜色场，由胶子传递的，并引入了和动量转移有关的动耦合常数 $\alpha_s(q^2)$. 理论的发展增进了对相互作用本质的理解，本书上册 57 页表 1.7 的内容，也有了新的发展[15].

11.1.2 大统一理论

格拉肖-温伯格-萨拉姆根据规范场理论将弱作用和电磁作用理论统一起来，取得了很大的成功. 人们设想能否沿着这条路继续把强相互作用也统一进来，就是说是否存在更基本的作用力，在较低能量下，表现为三种不同的作用力，而在能量很高时合为一种作用力. 用理论上的话说，是否能找到一个更大的对称性体系，能够将描写强相互作用的量子色动力学及弱电统一理论都包括进去. 也就是说能否用一种规范场统一地描述弱作用，电磁作用和

强作用，大统一规范理论正在试图解决这个问题. 人们研究这个理论的时间不长，虽然取得了一些成就，但还存在着很多困难.

1. $SU(5)$ 对称性

弱电统一理论是 $SU(2)\times U(1)$ 规范理论，具有两个独立的耦合常数 g_t($SU(2)$ 耦合常数) 和 g_y($U(1)$ 耦合常数)，或者用电荷 e 及温伯格角 θ_w 表示，

$$g_t = e/\sin\theta_w, \tag{11.4}$$

$$g_y = e/\cos\theta_w, \tag{11.5}$$

因而并非真正统一，而且 θ_w 不能由弱电统一理论算出，需要由实验决定.

量子色动力学是强作用理论最有希望的候选者，它是 $SU_c(3)$ 对称的规范理论. 颜色场 $SU_c(3)$ 的耦合系数为 $g_s(\alpha_s = g_s^2/4\pi)$. 理论计算指出，当相互作用动量交换 q 值增大时，g_s 下降很快，g_0' 缓慢上升，g_0 缓慢下降，大统一理论认为在到达极高能量 ($q\sim 10^{14}$Gev) 时，三者将相遇在同一点(此处忽略了一些数值常数). 三种相互作用成为一种统一的相互作用，具有统一的耦合常数 g (图 11.3). 这就是说，在低能时强作用和弱电作用分别满足 $SU_c(3)$ 和 $SU(2)\times U(1)$ 对称性，在 10^{14}Gev 以上时，三种相互

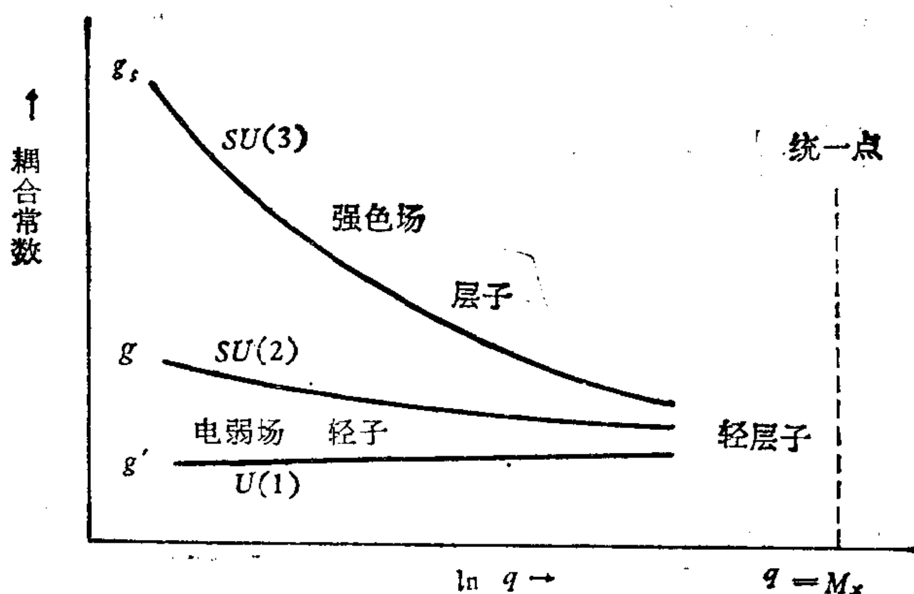


图 11.3 三种相互作用耦合常数随动量交换 q 的关系

作用满足统一的某种对称性. 能量再高，统一的相互作用随能量增加还可能会减弱.

大统一理论发展中，提出了许多尝试性的理论方案，包括 $SU(5)$, $SU(7)$, $SU(8)$, $SO(10)$, $SO(14)$ 等规范理论，过去以1974年乔吉(H. Georgi) 和格拉肖提出的 $SU(5)$ 对称性大统一理论较为成功. $SU(5)$ 群是能够容纳下味 $SU(2)\times U(1)$ 群和色 $SU_c(3)$ 群的最小对称群. 在这种对称群中已知的费米子(轻子和层子)结合成多重态，在其中可以通过交换重玻色子 x 或 y(～10 GeV),使层子变成轻子,或使层子变成反层子. y 的电荷为 $-\frac{1}{3}$，x 的电荷为 $-\frac{4}{3}$ 电子电荷. 在这个模型中,共有24个规范玻色子,包括 $SU_c(3)$ 的8个胶子, $SU(2)\times U(1)$ 的 $W^{\pm}$, Z^0, γ 和另外12种 x 和 y 玻色子(各带有三种颜色，处于粒子或反粒子态). 基本的费米子(层子和轻子)分成三代, u, d 层子和电子 e^- 及其中微子 ν_e 为第一代; c、s 层子和 μ 子及其中微子 ν_μ 为第二代; b、t 层子和 τ 子及其中微子 ν_τ 为第三代. 每种层子各有三种颜色,每种层子和带电轻子都有左手态 (L) 和右手态 (R), 各种中微子只有左手态.这样每一代中,都有十五种费米子.三代有类似的性质,因而我们可以只论述第一代. 为了方便,一律取左手态描述,正粒子的右手态 (R) 和反粒子的左手态 (L) 相当. 15个费米子应填充 $SU(5)$ 的 **5***维表示和10维表示,如下:

$$5^* = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \\ \bar{d}_R \\ \bar{d}_B \\ \bar{d}_Y \end{pmatrix}, \qquad (11.6)$$

(图中箭头标注：ν_e 与 e^- 之间为 W^-；e^- 与 $\bar{d}_R$ 之间为 x；$\bar{d}_B$ 与 $\bar{d}_Y$ 之间为 $g_{B\bar{Y}}$；下方标 L.)

其中箭头表示胶子 g 可以改变层子的颜色,中间矢量玻色子 $W^{\pm}$ 可以提供带电弱流, x 玻色子可以将层子变成轻子. 10维表示成员的量子数可由 **5** 维表示 q_i, 反对称组合 $q_iq_j - q_jq_i$ 得到,即

$$
\underline{10} = \begin{pmatrix} 0 & e^+ & d_R & d_B & d_Y \\ -e^+ & 0 & u_R & u_B & u_Y \\ -d_R & -u_R & 0 & \bar{u}_Y & \bar{u}_B \\ -d_B & -u_B & -\bar{u}_Y & 0 & \bar{u}_R \\ -d_Y & -u_Y & -\bar{u}_B & -\bar{u}_R & 0 \end{pmatrix}_L . \tag{11.7}
$$

这些多重态有一个特点，即各多重态的总电荷 $\sum_i Q_i = 0$. 这一结果也适用于第二代和第三代.

$SU(5)$ 大统一理论除了包括原来的量子色动力学及弱电统一理论外，还给出了一些新的结果和预言.

(i) 大统一理论可以自动导出电荷的量子化，并解释重子(质子)和电子的电荷大小相同的事实.

(ii) 层子具有分数电荷 $\left(\frac{2}{3}\text{和}\frac{1}{3}\right)$ 是因为层子有三种颜色，而电子是无色的，这样可以保证同一代中层子、轻子的 $\sum_i Q_i = 0$.

(iii) 由于轻子和层子填入了同一个多重态，所以可以很自然地解释轻子两重态$(\nu_e, e)_L$和层子两重态$(u, d')_L$的相似性，以及 $Q(\nu_e) - Q(e) = Q(u) - Q(d)$ 等事实，并能预言一些质量关系.

(iv) 大统一理论只有一个耦合常数，因而是真正的统一. 大统一理论可以算出 $\sin^2\theta_w$，它与实验值符合得较好，而在弱电统一理论中，θ_w 值是靠实验定出来的，不是由弱电统一理论算出来的.

(v) 大统一理论认为：在规范作用下，层子和轻子可以相互转化，因此重子数 B 和轻子数 L 都不守恒. 它预言质子并不稳定，可以衰变成介子和轻子，同时也预言中子和反中子之间存在振荡现象，这是因为中子和反中子都能衰变成 $e^-\pi^+$，因而应存在 $n \rightleftharpoons \bar{n}$ 的振荡现象.

(vi) 大统一理论可以对早期宇宙演化过程进行解释，能够给出重子数 N_B 与光子数 N_γ 之比：$N_B/N_\gamma = 10^{-8} \sim 10^{-10}$. 还可以

说明宇宙中为什么反物质少，而物质占主导地位等问题。

下面我们进一步讨论大统一理论的几点预言.

2. 计算温伯格角 θ_w

$SU(5)$ 大统一理论只有一个耦合常数，原则上应能算出. 图 11.4 给出中性玻色子 Z^0 和光子通过中间费米子环混合的图象. 我们知道 Z^0 和 γ 是正交态，$\langle Z^0|\gamma\rangle=0$，因此在将所有可能作贡献的费米子(轻子和层子)都总合在内时，应该没有净耦合.

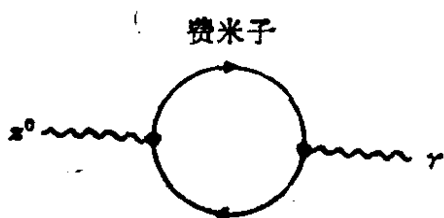


图 11.4 Z^0 和 γ 通过中间费米子环相混合

费米子对于 Z^0 的耦合正比于 $t_3-Q\sin^2\theta_w$，费米子对于 γ 光子的耦合正比于 Q(参看 (9.31) 式). 对于 5^*表示，有

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \\ \bar{d}_R \\ \bar{d}_B \\ \bar{d}_Y \end{pmatrix}_L \qquad \begin{matrix} t_3 & Q \\ +1/2 & 0 \\ -1/2 & -1 \\ 0 & +1/3 \\ 0 & +1/3 \\ 0 & +1/3 \end{matrix} \tag{11.8}$$

其中反费米子的 L 态(或费米子的 R 态)有 $t_3=0$，考虑所有费米子对于 Z^0 和 γ，两者的净耦合应为零的要求，给出

$$\sum_i Q_i(t_{3_i}-Q_i\sin^2\theta_w)=0,$$

或

$$\sin^2\theta_w=\frac{\sum_i Q_i t_{3_i}}{\sum_i Q_i^2}=\frac{3}{8}, \tag{11.9}$$

根据 10 表示 (11.7) 式也能得出相同的结果.

这一结果显然比实验值大得多，但这是适用于统一点 ($M_x=10^{14}$GeV) 处的，这时 $g_0'/g_0=\tan\theta_w=\sqrt{\frac{3}{5}}$. 由图 11.3 可见，将

耦合常数 g_0 和 g_0' 都校正到目前加速器能到达的能量区间时，g_0'/g_0 和 $\sin^2\theta_w$ 的数值都将变小．在作过这些校正后，得到

$$\sin^2\theta_w = 0.21 \pm 0.01, \tag{11.10}$$

这和当前的实验结果符合地较好．

3. 质子衰变

过去认为，质子是最轻的重粒子，是不衰变的，在各种相互作用中，重粒子数是绝对守恒的．但从规范理论中知道，一种绝对的守恒定律必定和一种规范不变性联系在一起，而且存在一种长程（没有质量）场．但事实上并不存在和重子数或轻子数守恒相联系的这种场．

大统一理论预言质子一定会衰变，重子数守恒一定会被破坏．图 11.5 中给出几种通过单 x 或 y 玻色子交换形成质子衰变的可能过程．例如交换一个 x 玻色子使 d 层子变成正电子，同时 u 层子变成 $\bar{u}$ 层子的过程，相当于质子衰变 $p \to e^+\pi^0$ 过程．x、y 是一种超弱场的量子，这种超弱作用场，使质子产生衰变，衰变寿命是很长的．

可以粗略的估计这种费曼图的衰变几率，其主要因子应为 x 玻色子的传播子 $(q^2 + M_x^2)^{-1}$（量子电动力学中介绍）．由于动量转移不大，$q^2 \sim 1\text{GeV}$，衰变率应正比于 M_x^{-4}，故可写出质子衰变

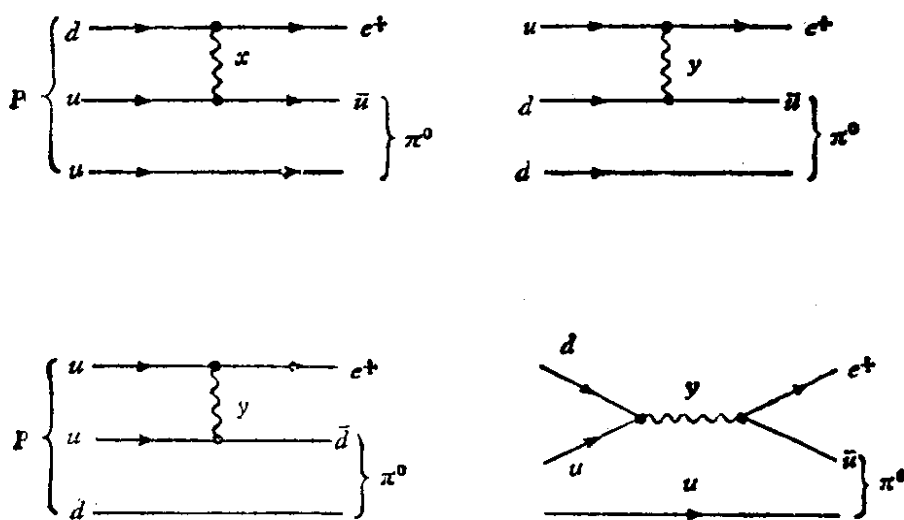


图 11.5　质子衰变过程几种可能的费曼图

寿命公式：

$$\tau_p = \frac{A}{\alpha^2}\frac{M_x^4}{M_p^5}. \tag{11.11}$$

在自然单位制（$\hbar = c = 1$）中，A 为无因次量，公式右侧的因次为 M^{-1}. 经过理论分析知道，A 的数量级为 1. 如果取 $A = 1$，则在 $M_x = 3 \times 10^{14}$GeV 时，给出质子寿命 $\tau_p = 10^{31}$ 年. 考虑到很多估计误差及 M_x 的不确定性，估计质子寿命可能的误差为 $10^{\pm}$ 数量级，即 $\tau_p = 10^{29} \sim 10^{33}$ 年.

质子衰变是大统一理论的重要预言，因此测定质子衰变寿命，是检验大统一理论正确性的重要根据. 目前讲的质子衰变是指质子(或中子)可能衰变成轻子及介子，这一过程中，重子数和轻子数都不守恒，这里讲的不是核子的 β 衰变，在 β 衰变中重子数和轻子数都是守恒的.

大统一理论预计质子的寿命是很长的，我们知道宇宙的年龄才只有 10^{10} 年，如果质子的平均寿命为 10^{33} 年，则在一年时间中，用仪器不停地观测 10^{33} 个质子（1700 吨水中约有 10^{33} 个质子），平均才有可能看到一个质子衰变事例，这在实验上是很困难的. 特别是如何消除宇宙线中中微子及 μ 子等造成的实验本底事件，是非常困难的问题.

表 11.2 中给出，按照 $SU(5)$ 大统一理论算出的核子主要衰变方式的分支比.

表 11.2　$SU(5)$ 大统一理论给出的核子衰变分支比

衰变方式	分支比%	衰变方式	分支比%
$p \to e^+\pi^0$	30	$n \to e^+\pi^-$	54
$e^+\rho^0$	14	$e^+\rho^-$	23
$e^+\eta$	4	$\tilde{\nu}_e\eta$	~1
$e^+\omega$	30	$\tilde{\nu}_e\omega$	7
$\tilde{\nu}_e\pi$	11	$\tilde{\nu}_e\pi^0$	7
$\tilde{\nu}_e\rho$	4	$\tilde{\nu}_e\rho^0$	4
$\mu_e^+K^0$	7	$\tilde{\nu}_\mu K^0$	4
$\tilde{\nu}_\mu K^+$	<1		

前几年在美国、欧洲、亚洲等处约有十几个实验组进行了质子衰变的实验工作．从实验方法上看，大体可以分成两类．一类方法是用水作被观测体，因为水很便宜，易得．非常纯的水中，光的传播距离在数十米以上，高能粒子在水中产生的切伦科夫辐射较易探测．这类实验可以美国埃尔文（Irvine）大学和密执安（Michigan）大学，及布鲁克海汶研究所莱因斯合作组为代表．他们在俄亥俄州一个550m 深（相当于1800m 水深）的盐矿里，造了一个$20 \times 20 \times 20m^3$立方形水池，可蓄水8000吨．采用了循环纯化措施来保证水的纯度．在水池上、下及四壁六个面上，每一面均匀排列15×15个光电倍增管(浸在水中)，总计1350个光电倍增管．如果水中核子发生了衰变（$p \to e^+\pi^0$，或$n \to e^+\pi^-$)，则应出射能量约为500MeV的正电子，和向相反方向出射的能量约为500MeV的π^-介子，或由π^0衰变出的两个γ光子在水中簇射产生的高速电子．这些高速带电粒子在水中发出切仑科夫辐射，用这些光电倍增管纪录切伦科夫光，然后仔细分析光电倍增管输出脉冲的时间和能量信息，就可以判断出射粒子的种类，径迹和能量，以确定是否是质子或中子的衰变事例．在8000吨水中，靠池壁两米厚的一层（共约4000吨）做为保护层．如果高能μ子在附近岩石中与核子相互作用产生的中性次级粒子飞进水池，可能产生与质子衰变难以区别的现象．但这些次级粒子的射程不会太长，所以只要不记录两米以内的反应，就可以去掉一部分宇宙线本底．剩下的$(16m)^3$内4000吨水中，约有2.5×10^{33}个质子和中子．如果其寿命为10^{31}年，则每月约有20个衰变事例．但在氧原子中，核子衰变出来的π介子，可能被原子核吸收，剩下能够被测到的粒子大概只有一半．

另一类方法是用铁或混凝土做被观测物，铁比重大，因而同样多的核子数的铁占地较小，这在修建地下实验室时很重要．但铁不透明，不能利用切伦科夫辐射，只能直接探测衰变产生的次级粒子． 由于这些粒子在铁中的射程只有几个cm，因此采用铁片(0.3—2cm）和探测器夹层的多单元量能器式的实验设备，测定次

级粒子的射程和能量． 日本和印度合作的一台这种类型的设备，在印度克拉金矿2300多米深的地下进行测量工作． 他们的设备原是六十年代建成的一个中微子探测器，用铁、铝片和正比计数管夹层，以后准备改用氖流光管，并扩大其体积，隔几层有一层多丝

表 11.3 几种水切伦科夫探测器

实验	IMB	HPW	KAMIOKANDE
地点 相当水深度 (m)	美国俄亥俄州 Cleveland1570	美国犹他州 Park city1500	日本 Kamioka2700
形状和 尺寸 (m)	方形 23×18×17	桶形 ⌀12×7.3	桶形 ⌀15.6×16
质量 (t) (有效质量)	7000 (3000)	780 (560)	3000 (880)
光电倍增管数目，占面积%	2048个5″ 2%	704 个 5″	1000 个 20″ 20%
预期产生 光子-电子 $p\to e^+\pi^0$	170	600	3560
$\to\mu^+K^0$ $\quad\ \to 2\pi^0$	140	—	2670
$\to\mu^+\pi^0$	—	400	2670

表 11.4 径迹量能探测器

实验	KGF	NUSEX	FREJUS
地点	印度南部 克拉金矿	Mont Blanc 隧道	Frejus 隧道
相当水深度 (m)	7600	5000	4400
尺寸 (m)	6 × 4 × 4	3.5 × 3.5 × 3.5	6 ×6 × 13
质量 (t)	140	150	1000
铁片厚度 (cm)	1.2	1	0.3
计数器类型	正比计数管	流光管	闪光管
计数器尺寸 (cm²)	10 × 10	1 × 1	0.5 × 0.5
工作年代	1980	1982	1984

表 11.5 早期使用直接方法给出的核子寿命下限

作　　者	实　　验	衰变方式	相当水深度(m)	$\tau_{下限}$(年)
Reines, Cowan (1954)	300 l 液体闪烁体	所有(E_{ch} > 100MeV)	200	10^{22}
Reines, Cowan, Kruse(1958)	上述设备,带中子延迟脉冲	所　有	200	4×10^{23}
Backenstoss 等 (1960)	50 l 液体切伦科夫计数器	所有最后一个次级粒子 > 250 MeV	2400	3×10^{26}
Giamati 和 Reines (1962) Kropp 和 Reines (1965)	200 l 液体闪烁体	所　有	1760	6×10^{27} $\sim10^{28}$
Gurr 等(1967)	闪烁描迹仪	所　有	8000	2×10^{28}
Reines 和 Croach (1974)	闪烁描迹仪加μ衰变	μ子	8000	3×10^{29} —3×10^{30}
Bergamesco Picchi (1974)	500 l 液体闪烁体	所　有	4270	1.3×10^{29}
Learned Reines (1979)	液体闪烁体	μ子	8000	10^{30}
Cherry 等(1981)	150t H_2O 切伦科夫计数器加μ衰变	μ子	4400	1.5×10^{30}

正比室,用来触发,以提高分辨率. 如果的确存在有质子衰变事例的话,用这台设备,可以对质子衰变过程进行仔细的研究.

表 11.3 和 11.4 给出几种水切伦科夫探测器及径迹量能器探测器的有关参数. 表 11.5 和 11.6 给出早期和近期测量质子衰变所得的核子平均寿命下限(参看 D. H. Perkins, 质子衰变实验, CERN/EP.84—7, 26 January 1984).

以上寿命单位为10^{31}年×分支比，除带～号的以外，下限可信度为90%，如果有事例候选者，在括号中给出其数目。

质子寿命尚未测准，但从目前实验结果（$\tau_p \to e^+\pi^0 > 3.3 \times 10^{32}$年）看，长于过去$SU(5)$大统一理论预言的数值，目前人们在设想用$SO(10)$模型的大统一理论解释这个问题。

表 11.6　近期给出的核子平均寿命

实　验	KGF	NUSEX	KAM10KA	IMB
$p \to e^+\pi^0$	～2(1)	1.5	2.0	15
$\mu^+\pi^0$	～2(1)	1.0	2.2	15
$e^+\rho^0$	—	—	2.5	—
μ^+K^0	～2(1)	0.6(1)	0.8(1)	2.6(1)
$\mu^+\eta^0$	—	—	0.4(1)	5.0
e^+K^0	—	—	0.9	3.1
νK^+	～2(1)	0.2	0.5(2)	—
$\nu\pi^+$		0.2(≤3)	0.3(2)	—
$n \to e^+\pi^-$	～2(1)	1.5	1.2	—
$\nu\pi^0$	—	0.7	0.6	—
νK^0	—	0.7	0.3	0.8(3)

另外，大统一理论提出的沙漠问题（*Desert problem*）认为“在10^2—10^{14}GeV 能区，可由大统一理论完全描写，物质再没有任何新的物理”这是难以想象的，很多物理学家不相信这一点。大统一理论是否正确，尚有待于今后实验和理论工作的进展以及经受实践的考验。

总之，大统一理论有其成功之处，但还存在不少问题，需要研究解决。

§11.2　高能实验物理进展

前面各章大部分涉及高能实验物理问题，这里再重点地介绍近期发展的几方面实验物理工作。

11.2.1 中微子物理

中微子是唯一只有弱作用，没有强作用和电磁作用的粒子。利用中微子研究核子结构，其作用事例的图象较为清晰，易于分析，因而中微子束是一个有重要意义的粒子探针。进行中微子实验的困难，在于反应截面太小，难以得到足够的事例。近年来由于发展了强流加速器，高通量反应堆，以及聚焦中微子束流系统和巨大规模的中微子探测器，使中微子实验愈来愈广泛地开展起来。近二十多年来，世界上各大高能物理实验中心和某些中、低能实验室，已经进行了不少中微子实验工作，获得了重要成果，成为粒子物理学中的一个重要组成部分。

1. 反应堆中微子实验

1959 年莱因斯（F. Reines）和柯万（C. L. Cowan）等人，首先观察到自由中微子反应。他们使用原子反应堆作为中微子源，因为铀裂变产物中具有很多 β 放射性碎片，发射出电子和反中微子（$\tilde{\nu}_e$），一次裂变中约能发射六个反中微子，其能谱很宽，中心部分约 1MeV，反中微子束流可达 $10^{13}/\mathrm{cm}^2\cdot\mathrm{sec}$。他们利用氯化镉（$CdCl_2$）和水作靶，看到反应：



$$\tilde{\nu}_e + p \rightarrow n + e^{+}, \qquad (11.12)$$

其中正电子经电离损失后很快停止，形成电子偶素（e^+e^-），湮灭后产生 2γ，然后 γ 射线又通过康普顿散射产生电子，可以用液体闪烁计数器记录这些电子。这些由电子给出的脉冲与反应发生时的时间间隔约 10^{-9}s，称为“瞬时”脉冲。反应中产生的中子由于和水中的质子不断碰撞而被慢化，这些慢中子最后通过辐射捕获被镉吸收，放出 γ 射线，此 γ 射线脉冲迟于瞬时脉冲数微秒。这种类型反应的特征是记录到相隔数微秒间隔的两个 γ 脉冲，图 11.6 给出了实验装置示意图。三个液体闪烁计数器的容器之间放置两个体积为一百立升的靶。用光电倍增器接收液体闪烁体中的光。莱因斯和柯万在实验中看到，开或关反应堆时，符合计数率差别很大（实验本底来自宇宙线）。

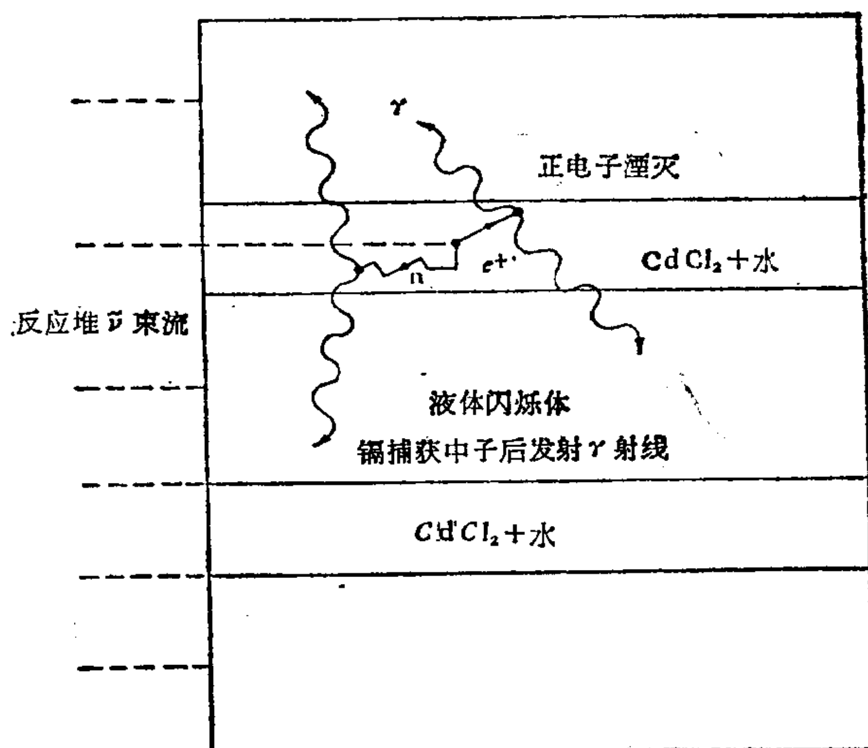


图 11.6 Reines 和 Cowan 探测电子反中微子与核子反应的实验装置示意图

反应 (11.12) 式的截面可由跃迁几率公式

$$W = 2\pi |M_{if}|^2 \rho_f \tag{11.13}$$

算出，其中

$$\rho_f = \frac{4\pi p^2}{(2\pi)^3} \frac{dp}{dE_0} = \frac{p^2}{2\pi^2} \frac{dp}{dE_0}, \tag{11.14}$$

E_0 为质心系总能量．由关系式

$$\sigma = \frac{W}{v_i}, \quad \frac{dp}{dE_0} = \frac{1}{v_f},$$

得到

$$\sigma = \frac{1}{\pi} |M_{if}|^2 \frac{p^2}{v_i v_f}, \tag{11.15}$$

其中 v_i 和 v_f 是粒子初态和末态的相对速度，在质心系统中 $|p_i| = |p_f| = p$． (11.12) 式反应中轻子是相对论性的，核子的速度很小，因此 $v_i \approx v_f \approx c$，$p \approx E$ 是实验室系中微子能量． 考虑混合跃迁，令 $|M_{if}|^2 = 3C_A^2 + C_V^2 \approx 4G^2$，我们有

$$\sigma = \frac{4}{\pi}(GM_p)^2\left(\frac{p}{M_p}\right)^2.$$

将 $G = 10^{-5}/M_p^2$ 代入得到

$$\sigma = \frac{10^{-10}}{M_p^2}\left(\frac{E}{M_p}\right)^2, \tag{11.16}$$

其中 $\dfrac{1}{M_p}$ 是质子的康普顿波长 $\lambda_p = 2 \times 10^{-14}\text{cm}$. 如果 $E = 1\text{MeV}$, $\left(\dfrac{E}{M_p}\right) \approx 10^{-3}$, 此时

$$\sigma \approx 10^{-44}\text{cm}^2. \tag{11.17}$$

莱因斯和柯万的实验结果和他们的理论估计相符合. 这样小的截面相当于反中微子在水中的平均自由程为 10^{21}cm 或 100 光年.(11.16) 式指出截面随相空间上升,即随质心系动量平方上升.

2. 加速器中微子实验

近年来利用加速器产生的强高能中微子束流, 进行中微子反应,和电子-核子深度非弹性散射一样, 可用来研究核子内部的层子-部分子结构.

中、高能加速器质子束流强度可作到大于 10^{13} 质子/脉冲. 利用高强度中,高能质子束流打击核靶, 可以产生大量的 $\pi^\pm$, $K^\pm$ 介子. 利用电磁场(大孔径磁四极透镜,或另一种专门设备, 称为磁号, 它在喇叭型的金属面上通过几万安培电流, 产生强聚焦电磁场)对次级 $\pi^\pm$, $K^\pm$ 介子聚焦,使更多的粒子向前运动.这些 $\pi^\pm$、$K^\pm$ 介子在经过一段称为漂移衰变区的路程时飞行衰变,产生次级 $\mu^\pm$ 子和中微子、反中微子.

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu, \quad \pi^- \to \mu^- + \tilde{\nu}_\mu;$$
$$K^+ \to \mu^+ + \nu_\mu, \quad K^- \to \mu^- + \tilde{\nu}_\mu;$$

利用一层厚屏蔽体 (铁或土等屏蔽材料) 将强子、$\mu^\pm$ 子等粒子屏蔽掉 (10GeV 的 $\mu^\pm$ 子约需 10m 厚的铁层才能屏蔽掉). 中微子(或反中微子)则能自由地通过屏蔽层而形成中微子(或反中微子)束流,作用到中微子探测器(本身的物质,也就是靶)上, 产生中微

子反应被探测器记录到。图 11.7 给出加速器中微子束流的示意图。

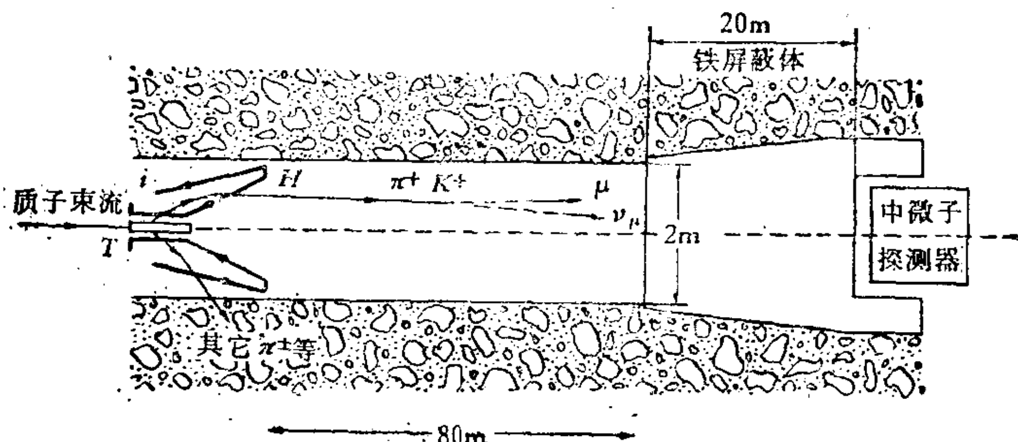


图 11.7 加速器中微子束流各部分（不按比例）中、高能质子束打靶（T）后产生 $\pi^\pm$、$K^\pm$ 介子，这些介子经过磁号（H）聚焦，并选出所需符号电荷的粒子，使其进入漂移区．介子在飞行中衰变出中微子或反中微子，通过重物质屏蔽层，停止了所有的带电粒子，减弱了中子束流，而中微子（或反中微子）却通过屏蔽层进入探测器区

束流中主要是 ν_μ（或 $\bar{\nu}_\mu$），但由于 K 介子的 β 衰变，束流中约混有 ~1% 的 ν_e（或 $\bar{\nu}_e$）．次级 $\pi^\pm$，$K^\pm$ 粒子有一定的动量分布及角分布，加上衰变位置和衰变运动学的影响，所产生的中微子具有很宽的能谱分布．实验时，中微子能谱主要靠测量次级粒子能谱并考虑束流接收度等几何条件和聚焦条件计算得到的．图 11.8 给出 15GeV 入射质子束打击铍靶时得到的中微子束流．可分别算出 K 介子和 π 介子衰变产生的中微子能谱，K 介子和 π 介子相比虽只占约 5%，但中微子束流高能部分主要来自 K 介子．如果在聚焦区中对 π、K 介子进行适当的动量选择后，得到较为单能的 K、π 介子衰变的中微子，其能谱分布比图 11.8 中宽带中微子束能谱分布窄得多，这是两组能量较单一的中微子束流，称为双色中微子束流（双色束）．

中微子探测器一般很重，有几十吨、几百吨，西欧中心的大型中微子探测器重 1200 吨．中微子探测器一般是多组件组成的，组件中常包括铁板和火花室，漂移室，或闪烁计数器等．多层组件结构，用于观察在探测器不同部位产生的中微子反应事件，记录散射

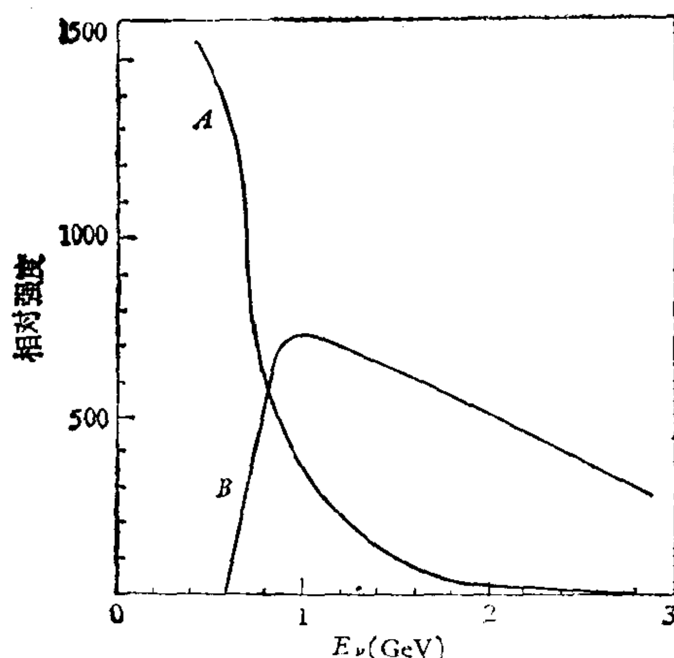


图 11.8　15GeV 质子束打击铍靶产生的 π、K 介子束、能谱 A 的中微子来自 π 介子衰变，能谱 B 的中微子来自 K 介子衰变，其强度 × 10

及产生的粒子个数、种类、能量、动量等数值，从而仔细地进行分析．为了去掉宇宙线本底，需将探测器工作的灵敏时间和加速器束流脉冲配合好，例如布鲁克海汶实验室（BNL）用 800 小时作了一个实验，但探测器灵敏时间只有 5.6s．在灵敏时间内，约有 10^{14} 个中微子打到探测器上，这时由宇宙线造成的本底可以忽略，表 11.7 给出目前世界上各大高能中心中微子束流概况．1973 年在

表 11.7　世界上各主要加速器束流参数

实验室	加速器	质子束能量 E_p(GeV)	中微子能量 E_ν(GeV)	平均中微子能量 $\bar{E}_\nu$(GeV)	能谱分布峰值处中微子能量 E_{max}(GeV)
西欧中心	PS	28	1—10	3	2
美 BNL	AGS	33	1—10	3	2
苏联、谢普赫夫	PS	76	2—30	7	5
西欧中心	SPS	400	5—200	40	20
美 FNAL		500	5—200	40	20

西欧中心 28GeV 加速器的中微子束上发现中性流后，西欧中心的中微子工作便处于领先地位，投入了巨大的经费，有几个实验组同时进行工作。美国 FNAL 中微子实验区工作人员即有约 100 人。BNL 搞中微子工作历史最久，1961 年曾发现中微子有两种，近期着重搞中微子反应产生粲重子及中微子振荡等方面工作。为了测量 $\nu_\mu e^-$ 散射，BNL 研制了重 300 吨的新型中微子探测器。

高能中微子半轻子反应，截面约为 $\sigma \approx 10^{-38} E_\nu \mathrm{cm}^2$，$E_\nu$ 是以 GeV 为单位的中微子实验室系能量。例如，中微子能量为 1GeV 时，反应

$$\nu_\mu + \mathrm{n} \to \mu + \mathrm{p}$$

的截面约为 $6 \times 10^{-38} \mathrm{cm}^2$. 能量很高时，由于核子的形状因子效应，截面趋于平坦。这种半轻子弱作用事件大致可以分为两类，一类如

$$\begin{aligned} &\nu_\mu + \mathrm{n} \to \mathrm{p} + \mu^-, \\ &\tilde{\nu}_\mu + \mathrm{p} \to \mathrm{n} + \mu^+, \end{aligned} \tag{11.18}$$

称为弹性散射，末态都有 μ 介子，可以根据其穿透本领来鉴别。另一类反应称为非弹性散射，其末态包括 π 介子和 μ 介子。例如通过下述过程产生单 π 事例：

$$\begin{aligned} \nu_\mu + \mathrm{p} \to\ & \Delta^{++}(1236) + \mu^- \\ & \hookrightarrow \mathrm{p} + \pi^+ \\ & \qquad\quad \hookrightarrow \mu^+ + \nu_\mu. \end{aligned} \tag{11.19}$$

这种过程可以由 μ^+、μ^- 中微子测量事例中分析找到。有些反应过程一直没曾看到过，如

$$\left.\begin{aligned} &\nu_\mu + \mathrm{p} \to \mathrm{n} + \mu^+ \\ &\tilde{\nu}_\mu + \mathrm{n} \to \mathrm{p} + \mu^- \\ &\nu_\mu + \mathrm{p} \to \mathrm{n} + e^- \\ &\tilde{\nu}_\mu + \mathrm{n} \to \mathrm{p} + e^+ \end{aligned}\right\}, \tag{11.20}$$

前两种过程没被发现，说明中微子和反中微子不是同一种粒子，轻子数守恒是对的。后两种产生电子的过程找不到，说明两种中微子是不同的，μ 轻子数和电子轻子数分别守恒。

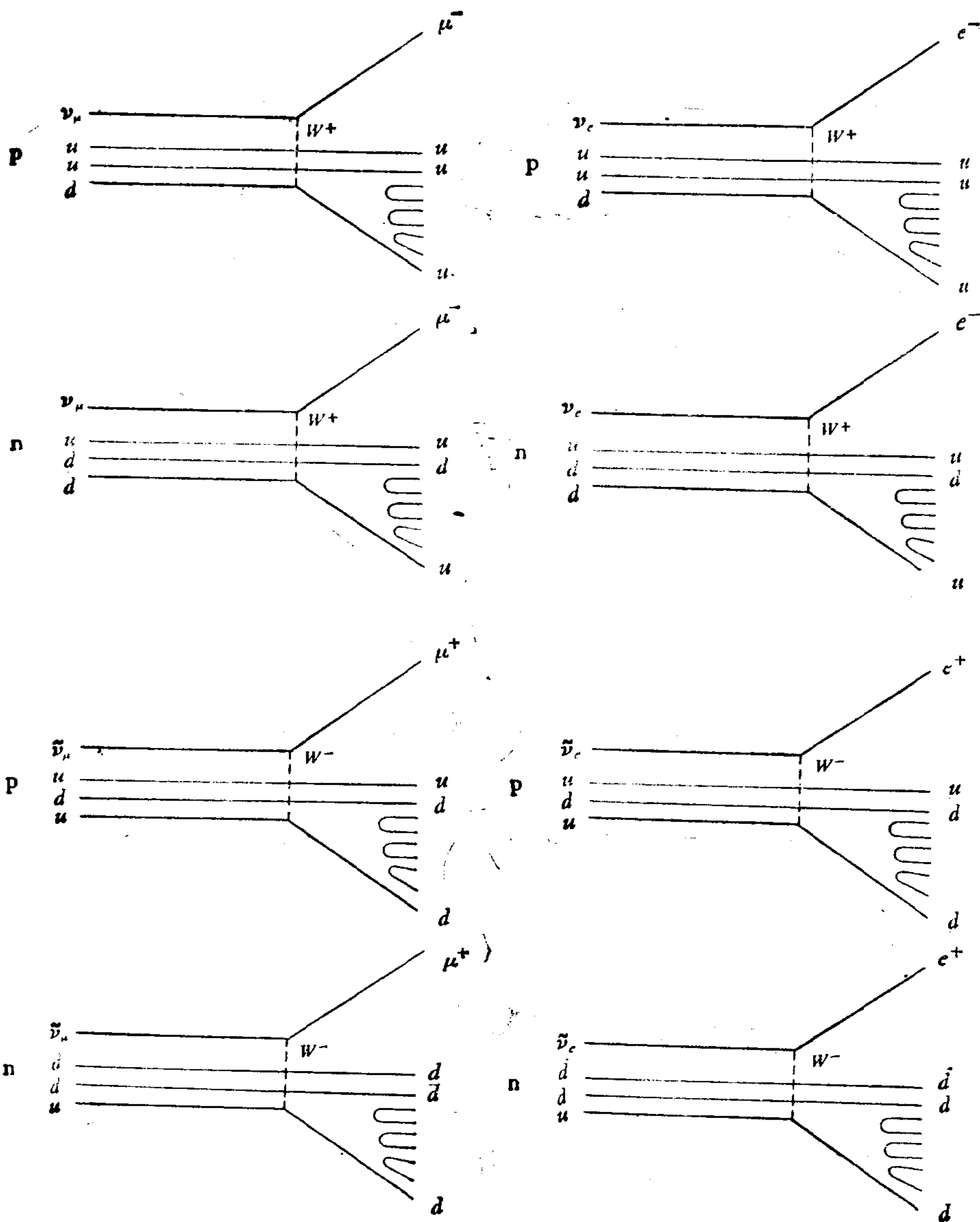
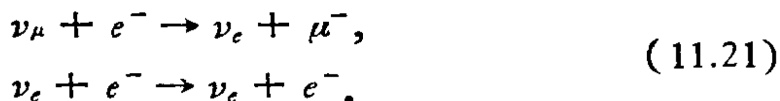


图 11.9　几种中微子-核子深度非弹性散射过程

对于高能中微子纯轻子反应，其截面约为 $\sigma \simeq 1.5 \times 10^{-42} E_{\nu}\text{cm}^2$，这类反应如



$$\begin{aligned} \nu_\mu + e^- &\rightarrow \nu_e + \mu^-, \\ \nu_e + e^- &\rightarrow \nu_e + e^-. \end{aligned} \tag{11.21}$$

高能中微子或反中微子与核子的相互作用实际上是它们与核子内部的层子发生作用.图11.9 给出中微子、反中微子与核子发生深度非弹性散射的基本过程. 如果忽略 $\sin\theta_c$ 的次要项,则 ν_e, $\bar{\nu}_e$, ν_μ, $\bar{\nu}_\mu$ 与核子作用深度非弹性散射中只包括:通过交换 W^+中间玻色子实现的 $d \rightarrow u$ 过程和通过交换 W^-中间玻色子实现的 $u \rightarrow d$ 过程.

3. 利用高能中微子反应研究核子结构

核子部分子结构模型的研究,主要是利用高能中微子(及高能电子、μ 子等轻子)和核子的非弹性散射进行的. 第七章介绍过轻子-核子非弹性散射至少可以粗略地用轻子和核子内部类点的自由组元——或称之为部分子之间的弹性散射进行解释，这种部分子的性质和层子模型中的层子性质相符.

入射和出射轻子的四动量转移平方为 q^2(图 7.25)，q^2 也是此过程中交换的虚光子的四动量，此虚光子的虚质量为 $-m^2 = q^2$，虚光子探针的位置不准确度为 $\Delta r = 1/q$. 在低动量交换时，$\Delta r > R$，此处 R 为靶核子半径 ($R \sim 0.8\text{fm}$)，这时核子作为整体

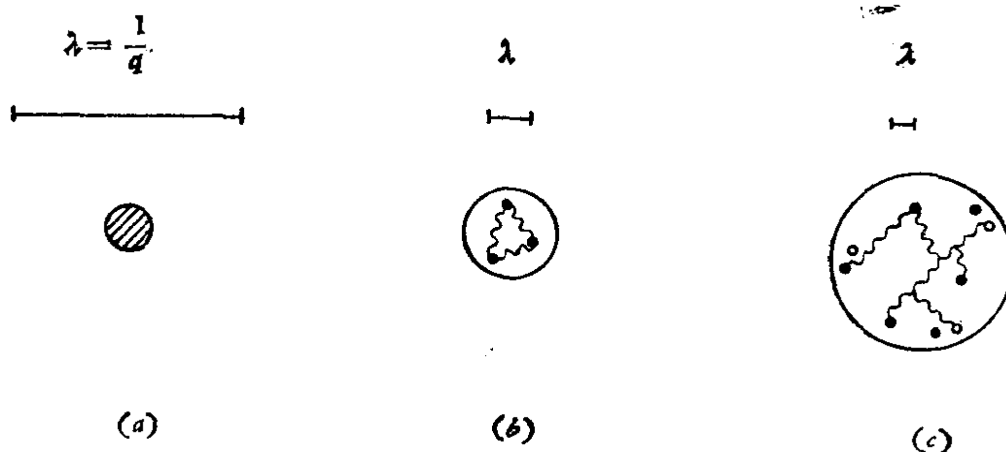


图 11.10 轻子-核子散射中，当入射轻子的波长 $\lambda = \frac{1}{q}$ 变小时，核子结构的逐步显示图

进行反冲，属于弹性散射，见图 11.10(a)．当 q^2 增大，虚光子波长减小 ($\lambda < R$)，作用对象已经不是整个核子，而是核子中的部分子结构组元——三个价层子．由于层子在核子内部是自由的类点粒子，进一步增加 q^2 并不能"看"到什么精细结构，见图 11.10(b)．但在虚光子的 λ 非常小时，可以"看"到层子可能发射胶子，而胶子又能变成层子、反层子对，这种情况和量子电动力学中真空极化（产生正、负电子对）相似． 图 11.10(b)(c) 给出核子中层子模型的情况．

我们可以由 (7.62) 式及 (7.64) 式将轻子-核子电磁作用非弹性散射微分截面写成

$$\frac{d^2\sigma}{dq^2d\nu} = \frac{4\pi\alpha^2}{q^4}\frac{E'}{E\nu}\left[F_2(q^2,\nu)\cos^2\theta/2 + \frac{2\nu}{M}F_1(q^2,\nu)\sin^2\theta/2\right]. \tag{11.22}$$

令

$$y = \frac{\nu}{E}, \tag{11.23}$$

则

$$\frac{E'}{E} = 1 - y, \qquad q^2 = 2MExy.$$

考虑到 $\cos^2\theta/2 = 1 - q^2/4EE' \simeq 1$ 和 $d\nu/\nu = dx/x$，有

$$\frac{d^2\sigma}{dq^2dx} = \frac{4\pi\alpha^2}{q^4}\left[(1-y)\frac{F_2(x,q^2)}{x} + \frac{y^2}{2}\frac{2xF_1(x,q^2)}{x}\right]. \tag{11.24}$$

考虑中微子-核子作用时，只有弱相互作用，因此，将 (11.24) 式中电磁作用耦合因子 $4\pi\alpha^2/q^4$ 换以 $G^2/2\pi$，即得到中微子-核子非弹性散射截面公式．但由于弱作用中间玻色子 $W^\pm$ 有三个独立的螺旋态 $(-1, 0, +1)$，我们需要三个结构函数描写中微子-核子 (νp, $\bar{\nu}p$, νn, $\bar{\nu}n$) 非弹性散射微分截面（电磁作用中 γ 光子只有两种可能的螺旋态，只有两个结构函数）．由于电荷对称性，应有

$$\left.\begin{aligned} F_i^{\nu n} &= F_i^{\bar{\nu}p} \\ F_i^{\nu p} &= F_i^{\bar{\nu}n} \end{aligned}\right\}(i = 1,2,3). \tag{11.25}$$

一般，实验常用的原子核靶包括数目近似相同的质子和中子．

我们考虑中微子-核子（即中子、质子两者平均）和反中微子-核子反应定出的核子结构函数，有

$$F_i^{\nu N}=\frac{1}{2}(F_i^{\nu p}+F_i^{\nu n})=\frac{1}{2}(F_i^{\bar{\nu}p}+F_i^{\bar{\nu}n})=F_i^{\bar{\nu}N}. \qquad (11.26)$$

但对于反中微子，$V-A$ 相干项改变符号，有 $F_3^{\bar{\nu}N}=-F_3^{\nu N}$. 对于完全的标度无关性，可以得到

$$\frac{d^2\sigma^{\nu N,\bar{\nu}N}}{dq^2dx}=\frac{G^2}{2\pi}\left[(1-y)\ \frac{F_2^{\nu N}(x)}{x}+\frac{y^2}{2}\frac{2xF_1^{\nu N}(x)}{x}\right.$$
$$\left.\pm y\left(1-\frac{y}{2}\right)\frac{xF_3^{\nu N}(x)}{x}\right], \qquad (11.27)$$

或代入 $dq^2=2MExdy$，变为

$$\frac{d^2\sigma^{\nu N,\bar{\nu}N}}{dxdy}=\frac{G^2ME}{\pi}\left[(1-y)F_2^{\nu N}(x)+\frac{y^2}{2}2xF_1^{\nu N}(x)\right.$$
$$\left.\pm y\left(1-\frac{y}{2}\right)xF_3^{\nu N}(x)\right]. \qquad (11.28)$$

将 (11.28) 式对 x, y, 由 0 到 1 积分，即给出非弹性作用全截面 $\sigma^{\nu N}$, $\sigma^{\bar{\nu}N}$. 这样算出的 $\sigma^{\nu N}$ 和 $\sigma^{\bar{\nu}N}$ 都和能量 E 成正比.

如果核子内部只包括层子，没有反层子，则根据 $V-A$ 弱作用理论，可以算出反中微子或中微子与核子（自旋为1/2的类点粒子）作用截面的比值为 $R=\frac{1}{3}$. 如果核子内部有反层子存在，这一比值会提高，$R>\frac{1}{3}$. 可以算出核子内层子与反层子的密度比和 R 值的关系为

$$\bar{q}/q=(3R-1)/2(1+R). \qquad (11.29)$$

在上册附图中已给出正、反中微子与核子作用全截面随能量的关系曲线. 在 10—200GeV 能区，由此曲线得到 $R\simeq 0.45$. 代入 (11.29) 式，可以算出 $\tilde{q}/q\simeq 0.1$，即核内约有 10% 的反层子. 更详细的实验结果给出，核子内部的反层子主要分布在小 $x(x<0.3)$ 范围之内. 图 (11.11) 给出核子内部层子及反层子的动量分布曲线.

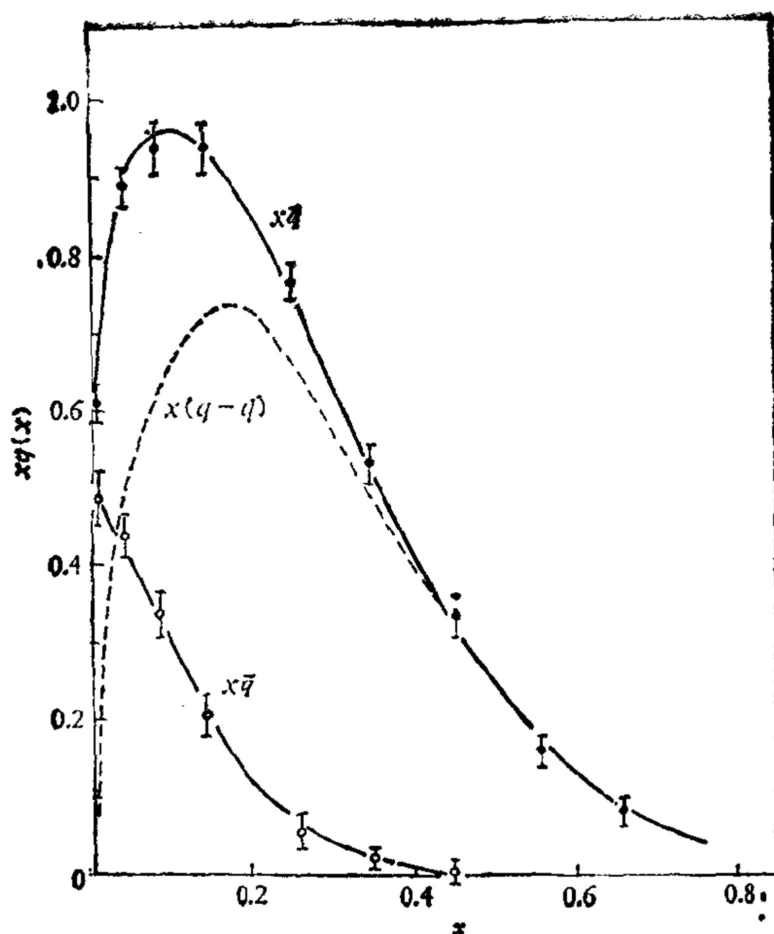


图 11.11 核子内部层子 (q) 和反层子 ($\bar{q}$) 的动量分布，由图可见，反层子的动量分布集中在小 x 范围，称为层子-反层子海，价层子 ($q-\bar{q}$) 动量分布集中在 $x=0.2$ 附近.

如果核子内的部分子都是正、反层子，则结构函数的积分

$$\int F_2^{\nu N}(x)dx = \int [u(x) + \bar{u}(x) + d(x) + \bar{d}(x)]xdx \tag{11.30}$$

应等于 1. 1972 年，实验给出，在 q^2 值为 1—10GeV 区间，积分后有

$$\int F_2^{\nu N}(x)dx = 0.50 \pm 0.05. \tag{11.31}$$

这就是说，在核子内部与中微子进行散射作用的部分子，只占核子动量的一半. 另外一半动量哪里去了呢? 或者部分子模型是不对的，或者假设核子内部除存在层子外，还存在另一种组元，这种组元和中微子之间没有相互作用，这就是后来确认的核内存在的胶

子．核内的胶子本身没有静质量，但占有核子动量的一半，是核子结构的重要组成部分．

总之，根据中微子（和 e，μ 等轻子）和核子非弹性散射的实验数据，我们对部分子模型有了更具体地了解．如

(i) 根据实验，得到的结构函数具有近似的标度无关性，$F_2(x, q^2) \simeq F_2(x)$，我们知道核子内部包括类点组元——部分子．

(ii) 这种组元具有自旋量子数 1/2；$[2xF_1(x) \simeq F_2(x)]$．还可以证明这些组元具有分数电荷．这些都和层子模型一致．

(iii) 核子中约有 10% 的反层子存在，主要分布在小 x 范围内．

(iv) 层子只占核子动量的一半，其余一半由胶子占有，胶子传递层子间的强相互作用，改变层子的颜色．

4. 高能 μ 中微子和电子作用

高能质子加速器可以提供 ν_μ 束流(其中包含部分 $\bar{\nu}_\mu$，和少量 ν_e、$\bar{\nu}_e$)，可以和中微子探测器中核外电子发生作用

$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-, \tag{11.32}$$

这种作用只能通过中性弱流进行．利用这种纯轻子过程，可以较清楚地检验弱电理论．如果弱作用中只包括 V 和 A 两种成分，则 $\nu_\mu e^-$ 的作用截面['t Hooft, Phys, Lett, **37B**, 195(1971)] 近似可以写成 (参看 (9.47) 式)

$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{G^2 m_e E_\nu}{2\pi}[(g_V + g_A)^2 + (g_V - g_A)^2(1-y)^2], \tag{11.33}$$

其中 $y = \frac{E_e}{E_\nu}$，E_ν 为入射中微子能量，E_e 为反冲电子能量，费米弱作用耦合常数 $G \simeq 1.02 \times 10^{-5}/M_p^2$，$g_V$ 和 g_A 分别为轻子间矢量和赝矢量耦合常数．实验上测定 $\frac{d\sigma}{dy}$ 值后，由方程式 (11.33) 得到 g_V 和 g_A 允许值分布在以 g_A、g_V 为坐标轴的平面上的一个椭圆轨迹上 (图 11.12)．由于实验存在误差，实际的 g_V 和 g_A 的允许值落在一个椭圆环上．这样通过测量 $\frac{d\sigma}{dy}$ 值还不能完全定出

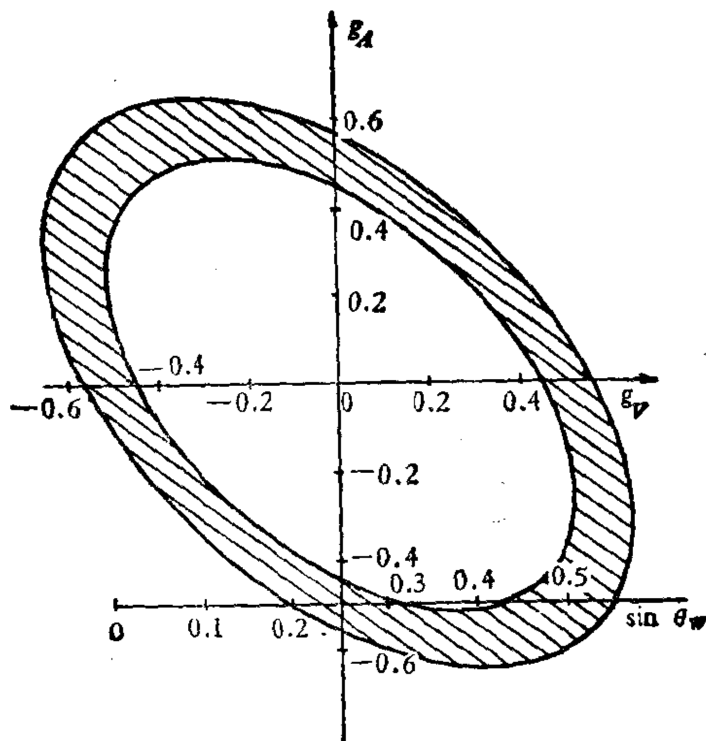


图 11.12 阴影部分椭圆面积对应于 g_V 和 g_A 实验允许值、椭圆和 $g_A=-\frac{1}{2}$ 理论曲线相交的左侧交差点给出 $\sin^2\theta_w=0.25\begin{smallmatrix}+0.07\\-0.05\end{smallmatrix}$

g_V 和 g_A 等耦合常数，需要结合其它类型实验（例如 $\bar{\nu}_\mu e^-$ 散射，νN, $\bar{\nu}N$ 深度非弹性散射，极化电子和氘核散射等)的结果，综合分析才能确定 g_V 和 g_A 值。

格拉肖-温伯格-萨拉姆模型给出弱耦合常数：

$$g_A=-\frac{1}{2},$$
$$g_V=2\sin^2\theta_w-\frac{1}{2}, \tag{11.34}$$

因而在定出 g_V 和 g_A 后，也能确定 $\sin^2\theta_w$ 值。

在 FNAL 实验室，用 350GeV 质子束打靶产生的高能中微子束（峰值约 20GeV）上，莫玮实验组 1980 年进行了 $\nu_\mu+e^-\to\nu_\mu+e^-$过程截面测量(*Phys. Rev.Lett.* **44**, 10, 635(1980))。他们利用高角度分辨电磁簇射计数器，纪录了总共～249000 个中微子作用事例（加速器总共提供了～0.947×10^{19}个高能质子，束流中含

有约 11% $\bar{\nu}_\mu$ 和 0.5% 以下的 ν_e 和 $\bar{\nu}_e$)，分析了 0.71×10^{19} 质子产生中微子实验数据，得到 46 个小角度电子径迹，$\theta_e<10\mathrm{mrad}$. 根据仔细分析，其中 34 个属于 $\nu_\mu+e^-\to\nu_\mu+e^-$ 弹性散射事件，12 个是本底事件. 由此得到

$$
\begin{aligned}
&\sigma=(1.40\pm0.30)\times10^{-42}E_\nu(\mathrm{GeV})\mathrm{cm}^2,\\
&g_V=0.00\begin{array}{l}+0.14\\-0.10,\end{array}\\
&g_A=-0.50\begin{array}{l}+0.07\\-0.05,\end{array}\\
&\sin^2\theta_w=0.25\begin{array}{l}+0.07\\-0.05,\end{array}
\end{aligned}
\tag{11.35}
$$

其中仅考虑了统计误差.

5. 中微子质量

$SU(5)$ 模型 (5^*+10) 中，中微子只有左旋分量，其狄拉克质量恒为零. 但重子数、轻子数不守恒的 $SU(5)$ 模型，允许中微子有马约拉纳 (Majorana) 质量 [R. Barbieri, *Phys. Lett.* **88B**, 315 (1979)]. 如果中微子有左右两种手征态，则可具有狄拉克质量. 中微子有无质量，在天文物理、宇宙学中也是一个很重要的问题. "大爆炸" (*big-bang*) 理论认为，在宇宙起源时，中微子和反中微子对的产生强度和光子 (目前组成 2.7K 辐射本底) 的产生强度差不多。如果中微子质量约为 40eV, 则由于银河系中微子晕增加的重力位能，大到能使宇宙封闭，甚至可能引起宇宙振荡. 因此中微子质量测量，是当前很重要的实验工作.

过去对中微子质量的测量，由于种种条件限制，精度还不高. 目前实验给出的质量上限为

$$
\begin{aligned}
&m(\nu_e)<47\mathrm{eV},\\
&m(\nu_\mu)<570\mathrm{keV},\\
&m(\nu_\tau)<250\mathrm{MeV}.
\end{aligned}
\tag{11.36}
$$

中微子二分量理论是根据中微子质量为零的假设得到的，但实际上，实验并没有给出中微子质量为零的肯定结论. 直接测量中微子质量的方法有

(i) 利用磁谱仪测量衰变电子能谱，精确测量氚衰变 ($H^3 \rightarrow He^3 + e^- + \bar{\nu}_e$) 中发射出 β 能谱的最高能量点。这种方法的困难在于最高能量点处 β 粒子的统计数目太少，谱仪的分辨能力有限和在放射源中 β 粒子能量损失等问题不好解决。近年来苏联的实验和理论研究所已在进行这方面的测量。

第八章费米弱作用理论中，曾给出 β 衰变电子能谱曲线 (8.11式)

$$W(p)dp \propto p^2(E_0 - E)dp.$$

对于重核 (z 大) 和低能电子 (或正电子)，需考虑库仑校正因子 $F(z,p)$，作居里描绘时，电子能谱应为一直线，但如果中微子质量不为零，上式应作校正。

$$W(p)dpF(z,p) \propto p^2(E_0 - E)^2\sqrt{1 - \left(\frac{m_\nu}{E_0 - E}\right)^2}\,dp, \quad (11.37)$$

此时居里描绘曲线应在 $E = E_0 - m_\nu$ 处和横轴垂直正交，见图 11.13(a)。由于仪器分辨率(～20eV)的影响，实际测到的曲线如图 11.13(b) 所示。因此利用居里描绘端点部分的曲线形状，原则上

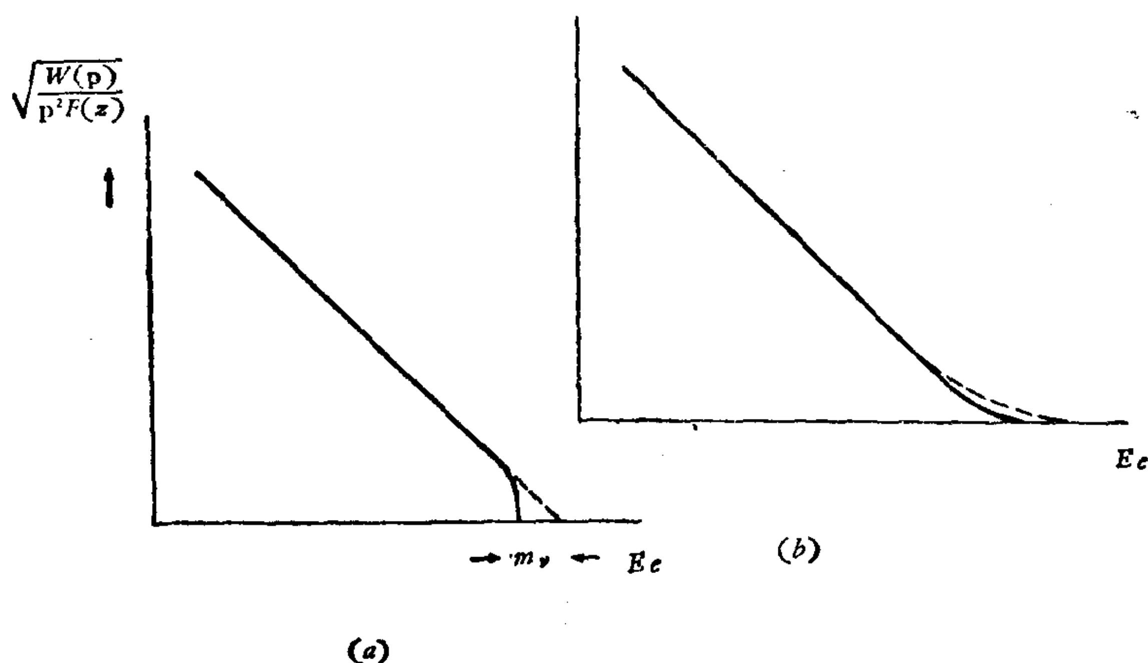


图 11.13 设中微子质量为零(点线)或不为零(实线)时，允许 β 跃迁居里描绘曲线. (a) 仪器能量分辨率较好时，(b) 仪器能量分辨率有限时.

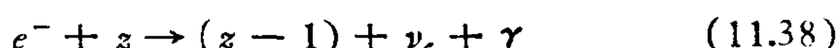
可以测定中微子质量．表 11.8 给出过去利用氚 (H^3) 的 β 衰变居里描绘曲线测定中微子质量的一些实验结果．由于 H^3 的 β 能谱端点能量不高（$E_0 = 18.6$keV），计数率又很小，实验是很难作的．

表 11.8　利用氚 β 衰变居里描绘估计的电子中微子质量

作　　者	中微子质量（eV）
Langer 和 Moffatt (1952)	<1000
Bevgkvist (1972)	<65
Tretyakov 等 (1976)	<35
Lyubimov 等 (1980)	~30

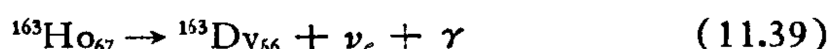
表11.8 中较精确的实验工作，是 1980 年苏联物理学家刘比莫夫[Lyubimov, *Phys. Lett.* **94B**, 166 (1980)]等完成的，他给出电子中微子的静止质量在 16—46eV 之间．图 11.14 给出表 11.8 所列几组实验的居里描绘曲线，并由此定出电子中微子质量．

(ii) 原子核捕获原子中的电子



$$e^- + z \rightarrow (z-1) + \nu_e + \gamma \qquad (11.38)$$

产生的 γ 光子的能量，可用半导体探测器测准，但计数率较少．西欧中心 JUA 组利用衰变



$$^{163}Ho_{67} \rightarrow {}^{163}Dy_{66} + \nu_e + \gamma \qquad (11.39)$$

来探测．在这一过程中 L 和 M 捕获都存在，因此计数率较高．

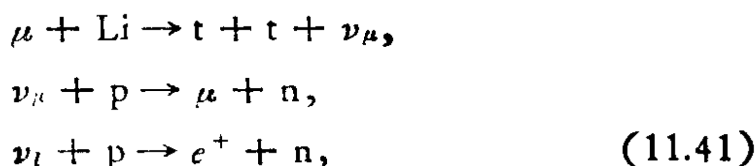
(iii) 研究介子衰变



$$\begin{aligned} &\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu, \\ &\mu \rightarrow e + \nu_e + \nu_\mu, \end{aligned} \qquad (11.40)$$

通过精确测量带电粒子能量，可以算出中微子质量．

(iv) 通过一些反应，例如通过



$$\begin{aligned} &\mu + \mathrm{Li} \rightarrow \mathrm{t} + \mathrm{t} + \nu_\mu, \\ &\nu_\mu + \mathrm{p} \rightarrow \mu + \mathrm{n}, \\ &\nu_l + \mathrm{p} \rightarrow e^+ + \mathrm{n}, \end{aligned} \qquad (11.41)$$

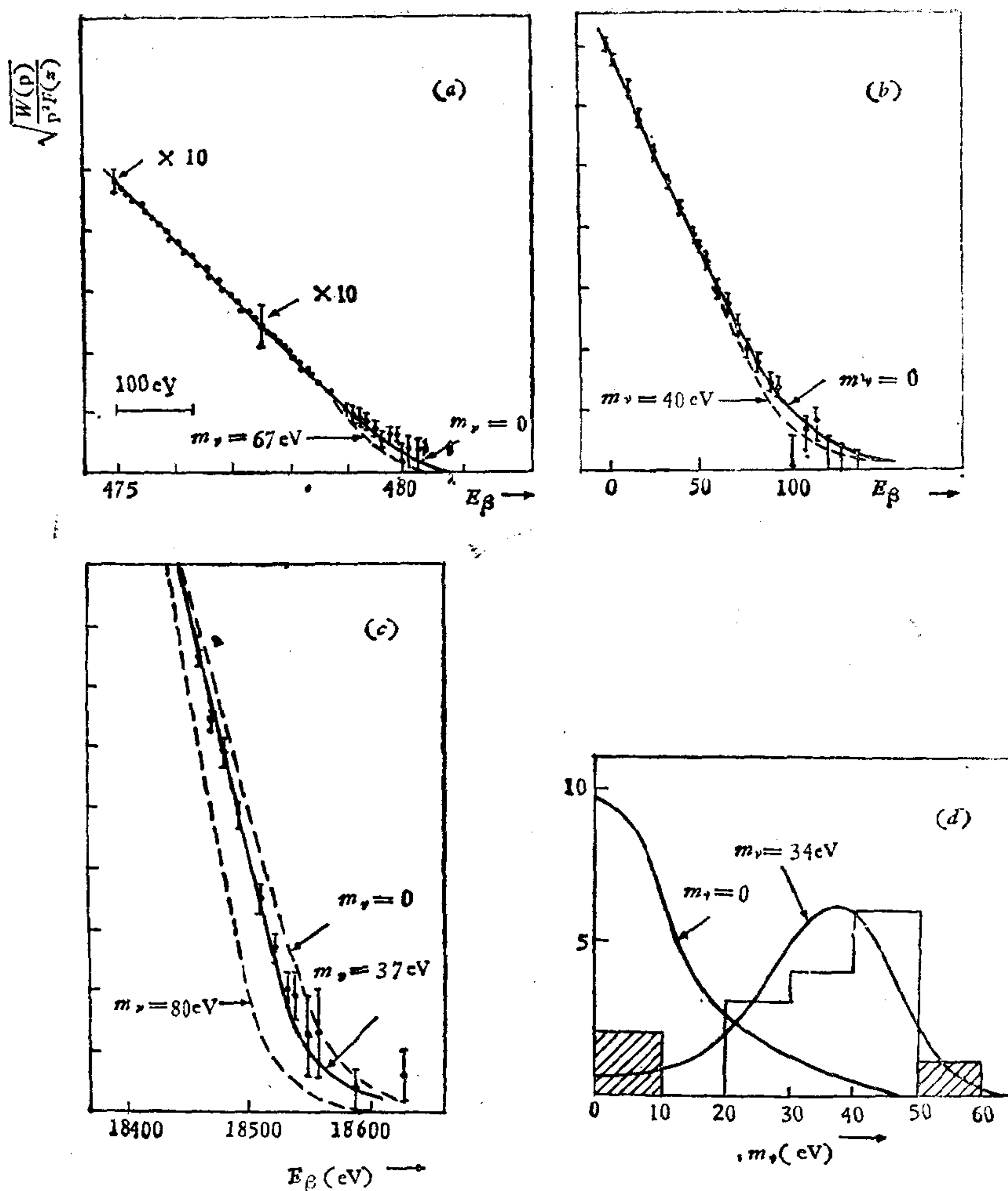


图 11.14　由氚 β 衰变测定电子中微子质量结果

(a) 1972 年 Bergkvist 等人所作，

(b) 1976 年 Tretyakev 等人所作，

(c) (d) 1980 年 Lyubimov 等人所作，图中给出 $m_{\nu_e} = 0$ 和 $m_{\nu_e} = 34$eV 两种情况的理论计算能谱分布

等反应也可能间接地测定中微子质量.

6. 中微子振荡

如果几种味道的中微子质量均为零.那么哪种自由度使电子、μ子和τ子中微子存在差异，而需要引入量子数 L_e、L_μ 和 L_τ 来区别它们呢?如果它们内部结构有所不同,那么它们的质量之间应该表现出差别.如果轻子数并不绝对守恒,而且中微子具有有限质量,则这些不同味道的中微子可能发生混合,几种味道的中微子之间也可以进行转化。这和 K^0 及 $\bar{K}^0$ 之间可以相互转化产生 K^0-$\bar{K}^0$ 振荡一样，几种中微子之间也可能相互转化，产生中微子振荡现象. 在这种情况下,中微子弱相互作用的本征态 ν_e, ν_μ, ν_τ 应能表示为质量本征态 ν_1, ν_2, ν_3 的某种组合.这几种中微子的质量本征态,由于质量不同,相应的频率也有一些差异. 如果开始时是纯 ν_e 束,传播一些时间以后,即出现混合态，束中除有 ν_e 外，还会出现 ν_μ 和 ν_τ. 反过来说，如果发现了中微子振荡现象，则不同中微子之间必然存在着质量差异,那么至少应有一种中微子质量不为零.为了简便,先讨论只有两种中微子 ν_e、ν_μ 的情况.

1969 年,苏联物理学家庞杰柯沃 (Pontecorvo) 提出中微子振荡理论，他认为 ν_μ 和 ν_e 两种味道的中微子之间存在质量差，它们之间可以相互转化 ($\nu_\mu \rightleftharpoons \nu_e$).

中微子振荡理论的主要内容是,在弱相互作用哈密顿量中,除轻子数守恒和中微子质量为零的成分外，还需要增加中微子质量 (m_ν^e, m_ν^μ) 不为零及破坏轻子数守恒的项 ($m_\nu^{\mu,e}$),

$$H' = \begin{pmatrix} m_\nu^\mu & m_\nu^{\mu,e} \\ m_\nu^{\mu,e} & m_\nu^e \end{pmatrix}. \qquad (11.42)$$

如果假设 CP 守恒，则这三个参量均应为实数. 对于这种哈密顿量，中微子 ν_e 和 ν_μ 不再是它的质量本征态. 这时的质量本征态应为 ν_1 和 ν_2，其质量为

$$m_{1,2} = \frac{1}{2}\left[(m_\nu^e + m_\nu^\mu) \mp \sqrt{(m_\nu^e - m_\nu^\mu)^2 + 4(m_\nu^{\mu,e})^2}\right], \qquad (11.43)$$

ν_1, ν_2(相当于 K^0 介子振荡中 K_1^0, K_2^0) 和 ν_e, ν_μ(相当于 K^0; $\bar{K}^0$) 之间的关系为

$$\begin{aligned} \nu_2 &= \nu_e \cos\varepsilon + \nu_\mu \sin\varepsilon, \\ \nu_1 &= -\nu_e \sin\varepsilon + \nu_\mu \cos\varepsilon; \end{aligned} \tag{11.44}$$

其中

$$\tan\varepsilon = \frac{-2m_\nu^{\mu,e}}{(m_\nu^e - m_\nu^\mu) + \sqrt{(m_\nu^e - m_\nu^\mu)^2 + 4(m_\nu^{\mu,e})^2}}; \tag{11.45}$$

并且有

$$\tan 2\varepsilon = \frac{-2m_\nu^{\mu,e}}{(m_\nu^e - m_\nu^\mu)}, \tag{11.46}$$

当 $m_\nu^e = m_\nu^\mu$ 时,有最大混合 ($\varepsilon = 45°$).

如果一个开始为纯 ν_μ 的束流，它的两个分量 ν_1 和 ν_2 将以不同的速率传播. ν_1 部分有 $\nu_1(t) = \nu_1(0)e^{-iE_1t}$, ν_2 部分有 $\nu_2(t) = \nu_2(0)e^{-iE_2t}$. 在一定时间后,束流将出现 ν_e 成分,不再为纯 ν_μ 束.

$$\begin{aligned} \nu_\mu &= \nu_1 \cos\varepsilon + \nu_2 \sin\varepsilon, \\ \nu_e &= -\nu_1 \sin\varepsilon + \nu_2 \cos\varepsilon, \end{aligned} \tag{11.47}$$

于是在时刻 t 后,束流中所含 ν_e 的强度为

$$|\nu_0(t_1)|^2 = \frac{1}{2}\tan^2\varepsilon[1 - \cos(E_1 - E_2)t], \tag{11.48}$$

振荡最大幅度为 $\tan^2\varepsilon$.

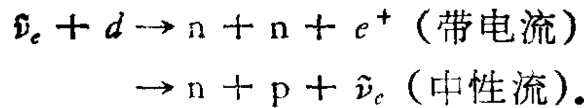
中微子振荡实验的具体方法有

(i) 原来是一种味道的纯中微子束流传播一些距离后，测量有无其他味道的中微子在束流中(周期性)出现,称为遍举法.

(ii) 测量一种味道的纯中微子束流强度,在传播一些距离后,有无不明原因的减弱,称为单举法.

利用加速器中微子束流，或反应堆中微子束流都可进行中微子振荡实验. 实验的主要困难是，中微子作用截面太小，需要使用巨大的探测器(兼作用靶)、极强的束流、并需要设法排除加速器及宇宙线的本底.由于理论上并没有具体给出中微子振荡周期,因此需要在离中微子源不同距离处各点上,进行中微子 (ν_e 或 ν_μ) 强度的测定.

美国莱因斯实验组1980年利用反应堆进行了中微子振荡实验。他在距堆芯11.2m处，放置重水靶和探测器，探测$\bar{\nu}_e$和氘作用产生的带电流和中性流的截面:



$$\bar{\nu}_e + d \rightarrow n + n + e^+ \text{（带电流）}$$
$$\rightarrow n + p + \bar{\nu}_e \text{（中性流）}.$$

通过理论计算和实验测量,得到下列比值:

$$R = \frac{\sigma_{带电流}(实验值)}{\sigma_{带电流}(理论值)} \Big/ \frac{\sigma_{中性流}(实验值)}{\sigma_{中性流}(理论值)} \tag{11.49}$$
$$= 0.32 \pm 0.21,$$

如果没有中微子振荡，则比值R应等于1. 实验所得结果似乎说明有中微子振荡现象存在，但本底影响等问题还需仔细研究。在这个实验中,后来安置了液体闪烁计数器的反符合装置,以消除宇宙线造成的本底.

西欧中心测量了400GeV质子束在束流处理器(*Beam Dump*)中产生的电子中微子和μ子中微子数目比值R如下表所示.

实　　验	R	统计误差	系统误差
CHARM 组	0.48	±0.12	±0.10
ABCLOS/BEBC 组	0.48	±0.21	
	0.58	±0.07	±0.19
	0.77	±0.24	

如果没有中微子振荡现象,这个比值R也应为1.

BNL戴维斯（Davis）在地面上测量得到来自太阳的中微子束流强度的实验值和理论计算值之比为

$$\frac{测量值}{理论值} = \frac{2.3 \pm 0.4}{7.5 \pm 1.5} \approx 0.3. \tag{11.50}$$

这一现象称为"太阳中微子失踪"，一个可能的解释是：存在(ν_e, ν_μ, ν_τ)三种味道的中微子,在从太阳到地球的运动过程中,原来太阳上发射出的一部分中微子ν_e变成ν_μ及ν_τ，因此到地面时

只剩下约 $\frac{1}{3}$ 的 ν_e 了.

以上各实验结果似乎说明存在中微子振荡现象. 但另外很多实验 [如 H. Kwon, *Phys. Rev.* **D-24**, 1097(1981)] 则得到否定的结果. 对这一问题,至今尚无定论, 很多实验仍在进行之中. 美国 FNAL 和 BNL 实验室中微子束流上也都有中微子振荡的实验工作. 如果存在中微子振荡现象, 则电子轻子数和 μ 轻子数将不分别守恒. 另外, 不少人曾经用其他方法检验过轻子数分别守恒的问题. 表 11.9 给出通过分支比测量得到的轻子数不分别守恒的上限.

表 11.9 μ、e 轻子数不分别守恒的上限

$\mu\to e\gamma$	$\Gamma(\mu\to e\gamma)/\Gamma(\mu\to e\nu\bar{\nu})<1.9\times10^{-10}$
$\mu\to eee$	$\Gamma(\mu\to eee)/\Gamma(\mu\to e\nu\bar{\nu})<1.9\times10^{-9}$
$\mu Z\to eZ$	$\sigma(\mu Z\to eZ)/\sigma(\mu Z\to\nu(Z-1))<1\times10^{-11}$
$\mu\to e\gamma\gamma$	$\Gamma(\mu\to e\gamma\gamma)/\Gamma(\mu\to e\nu\bar{\nu})<1.25\times10^{-8}$
$K_L\to\mu e$	$\Gamma(K_L\to\mu e)/\Gamma(K_L\to$各种形式$)<2\times10^{-9}$
$K^+\to\pi\mu e$	$\Gamma(K^+\to\pi^+\mu e)/\Gamma(K^+\to$各种形式$)<7\times10^{-9}$

这些结果还不足以说明不存在轻子数不分别守恒问题, 因为理论上预言,在上述比值到 10^{-13}—10^{-24} 时, 仍可能存在轻子数不守恒的现象. 利用中微子振荡实验可以比测量分支比更精确地鉴定轻子数分别守恒问题. 目前世界上一些实验室仍在进行中微子质量、中微子振荡、以及检验轻子数是否分别守恒等实验工作.

11.2.2 高能极化物理

核子的自旋为 $\frac{1}{2}$,如果核子束中核子的自旋在某一方向占优势,就称此束粒子为极化核子束.通常用非极化的核子束与非极化靶进行核子与核子散射实验时, 得到的实际上是各种不同自旋组合态相互作用的平均效应, 丢失了强相互作用与自旋有关的某些

特征。利用极化束、极化靶进行极化核子-核子相互作用的实验工作，在低能和中能范围内已经进行了多年。例如，六十年代前后，在杜布纳联合原子核研究所 680MeV 质子同步迴旋加速器上，系统地进行过极化核子实验。过去由于高能极化核子束及极化靶等技术条件限制，高能极化实验很难作。而且一些人设想，当碰撞能量增加时，自旋效应减少，因此过去高能核子极化实验进行得很少。七十年代后期美国阿贡实验室（ANL），将其零梯度质子同步加速器（ZGS）进行了改造，加速出 12GeV 的极化质子束，进行了一系列极化核子实验，发现一些新的现象，引起了人们的重视。实验结果表明，当碰撞能量增加时，自旋的影响并不消失，相反当碰撞更猛烈时，自旋作用似乎变得更重要了。自旋为 $\frac{1}{2}$ 的粒子，自旋只有两个可能取向，定义粒子束的极化度（P）为

$$P=\frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-}, \tag{11.51}$$

I_+ 和 I_-分别为粒子束中自旋“向上”和“向下”的粒子流强度。在自旋与粒子运动方向平行或反平行时，所定义的是纵向极化度；在自旋方向与粒子运动方向垂直时，所定义的是横向极化度。本书上册附录 III 中已给出极化束流 $\left(\text{自旋为 } \frac{1}{2}\right)$ 的描述方法。

1978 年前后，美国阿贡实验室高能极化质子束实验得到了令人感兴趣的结果，有：

1. 大动量转移下弹性散射极化效应

ZGS 提供的 11.75GeV 极化质子束，打击极化质子靶，两个相互作用的质子之间，反应前存在有四种可能的自旋状态，考虑到次级质子的极化状态时，应有 16 种自旋组合态，但并不都是独立的。

束流质子自旋方向↑，↓，↑，↓。

靶质子的自旋方向↑，↓，↓，↑。

测量高能极化质子-质子弹性散射全截面和角分布，进行分析

后发现，在大动量转移下自旋平行的质子间反应截面比反平行时的截面大得多，如图 11.15 所示． 在散射角大于 60°，即横动量 $p_{\perp} > 3.3\text{GeV}$ 以后，平行截面与反平行截面之比突然上升，到 90° 处竟达到 4，这是出乎意料的．

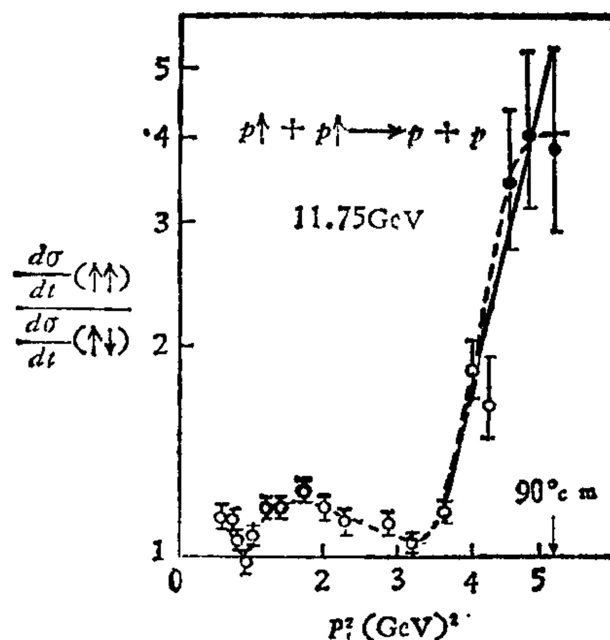


图 11.15 大横动量转移下质子-质子弹性散射自旋相关

2. 极化束散射截面共振现象

在几个 GeV 能区，过去不极化的质子-质子散射截面测量中，没有发现有共振峰，但在极化质子-质子散射中，却出现了明显的共振峰结构．1978 年阿贡实验室的一个组，测量纵向极化的质子

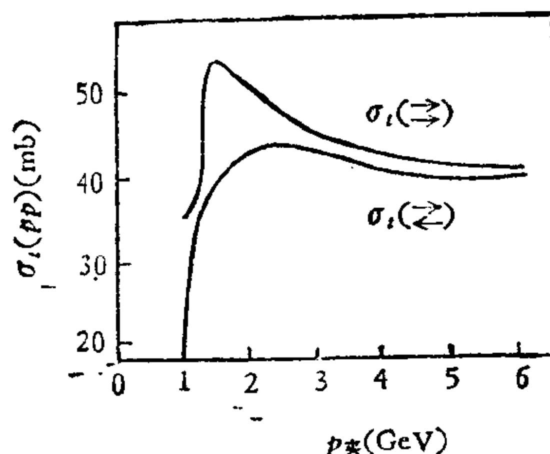


图 11.16 纵向极化质子-质子散射全截面中的共振现象

束与靶质子的相互作用总截面时，发现在实验室动量约1.5GeV处，平行截面$\sigma(\rightrightarrows)$曲线上有一个峰，而反平行截面$\sigma(\rightleftarrows)$则较平坦。峰位处$\sigma(\rightrightarrows)$比$\sigma(\rightleftarrows)$约大50%，如图11.16所示。$\sigma(\rightrightarrows)$是自旋三重态，分波分析表明，这个结构可能是双质子共振态，这也是过去在理论上没有预料到的。

3. 中子-质子自旋作用与质子-质子自旋作用相反

如前所述，在质子-质子散射中，当他们的自旋方向相同时截面较大。然而阿贡实验室的极化中子-质子散射实验结果表明，中子-质子自旋作用与质子-中子自旋作用正好相反，中子和质子自旋相反时，相互作用截面较大。

由于经费原因，ZGS加速器已于1979年9月关闭，但其末期工作，在高能极化物理上却取得了从未预料到的成果。这些极化物理新现象的发现，促使美国和其他一些国家改造原有高能加速器，使之能加速出极化质子束。美国BNL实验室30GeV加速器(AGS)进行改造后，已经得到26GeV的极化质子束，流强为10^{11}质子/脉冲，极化度～60%。另外美国费米实验室（FNAL）利用其高能（～400GeV）非极化质子束打靶，产生具有很高极化度的Λ和$\bar{\Lambda}$超子，由它们衰变出来的质子和反质子，也具有一定的极化度，可以用之开展极化物理研究工作。据计算，400GeV初级质子束，流强为3×10^{12}质子/脉冲时，可以得到的极化质子束能量覆盖范围大约从50GeV到350GeV。在250GeV处平均横向极化度约为45%，流强超过10^{7}极化质子/脉冲。

高能质子束打靶产生大横动量极化Λ超子的机制可能是：在高能质子-质子作用时，其中某一质子中的一个层子，发射出高能胶子g，然后由此胶子产生奇异层子对($s\bar{s}$)，这种($s\bar{s}$)对是极化的，因此所产生的大横动量Λ超子是极化的，如图11.17所示，由它衰变出来的质子也是极化的。

高能极化核子束的建成和极化靶技术的发展，无疑会对高能极化物理的发展作出贡献，这将为研究粒子内部的细致结构开辟另一途径。

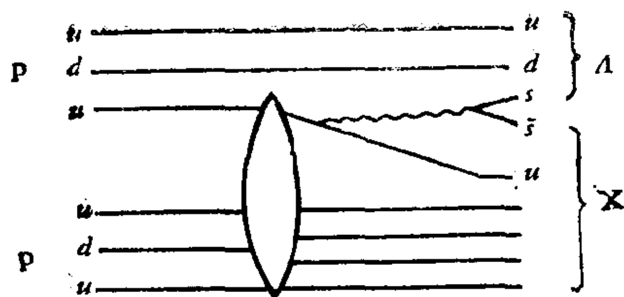


图 11.17　高能质子-质子相互作用产生大横动量的极化 Λ 超子

11.2.3　双光子物理

前几章多次涉及 e^+e^- 物理，讨论过的问题有 e^+e^- 碰撞产生轻子对、层子对、多强子末态或强子喷注等，这些反应大多是通过单光子湮灭过程.

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow X \tag{11.52}$$

实现的.单光子过程末态电荷共轭宇称 $c = -1$,其总截面 σ 与入射电子束能量 $E_{束}$的平方成反比，即 $\sigma \propto \alpha^2/E_{束}^2$.随着对撞机能量提高,单光子过程的截面变小。

在正负电子碰撞能量提高后，另一种称为双光子交换过程的截面变大. 这种过程可用下列反应式描写:

$$e^+ + e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-X, \tag{11.53}$$

图 11.18 给出双光子交换过程的费曼图.

可以认为这种过程的机制是:正负电子各发射出一个光子,两者相互作用产生强子或轻子

$$\gamma^* + \gamma^* \rightarrow X. \tag{11.54}$$

因而在正负电子对撞机上,又可以进行一种新型的实验: 光子-光子碰撞,因而发展出新的学科分支——双光子物理.

根据量子电动力学可以算出双光子交换过程的截面,

$$\sigma \propto \frac{\alpha^4}{M^4}\left(\ln \frac{E_{束}}{m_e}\right)^2, \tag{11.55}$$

其中 M 为末态产物的不变质量，m_e 为电子质量. 由 (11.55) 式可见，当对撞机电子束能量 ($E_{束}$) 增加时，双光子交换过程截面增

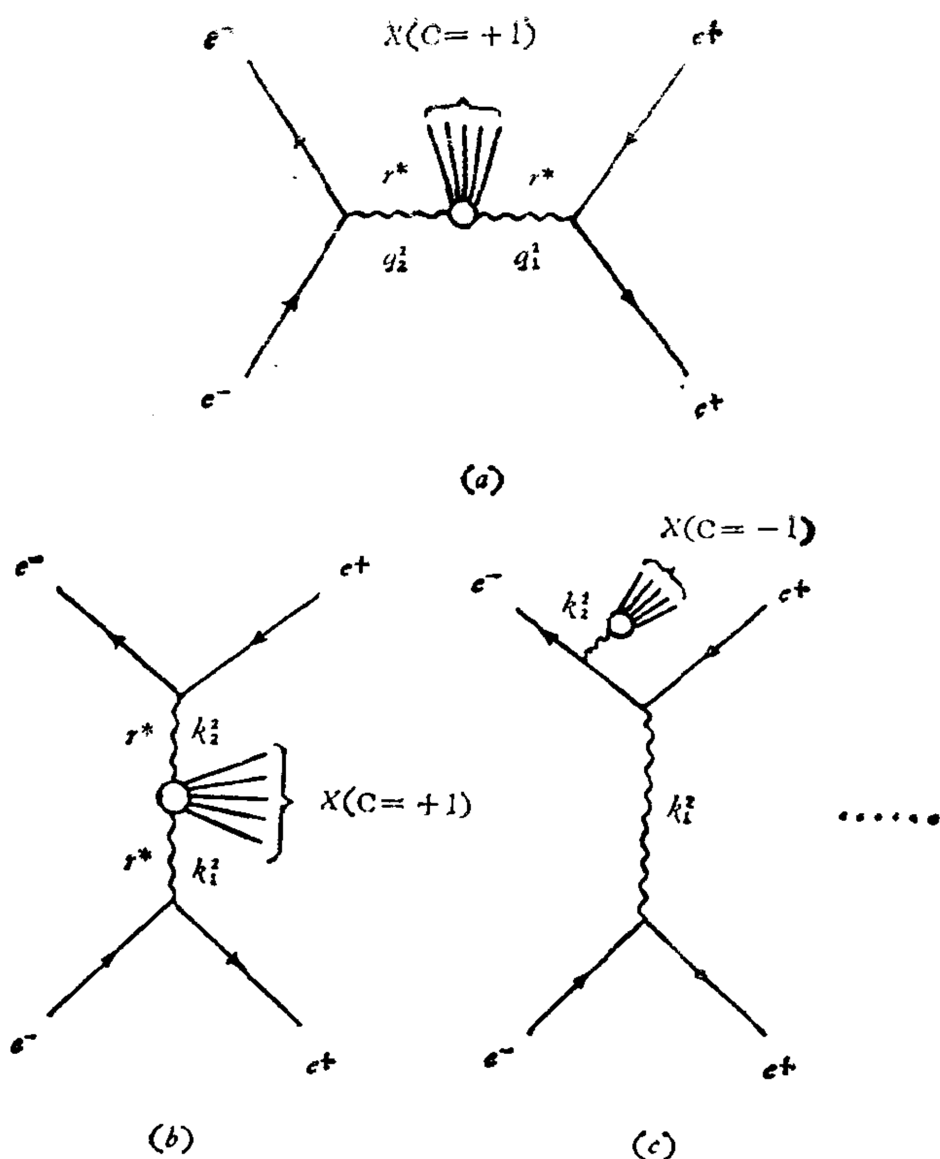


图 11.18 双光子交换过程的费曼图

(a) 双光子过程的类空图，

(b)、(c) 双光子过程的类时图

加．虽然和单光子过程截面相比，双光子过程截面多包含一个 α^2 因子，使其截面减少约四个数量级，但由于公式 (11.55) 中有随 $E_束$ 对数平方增加的一项，在 $E_束$ 能量增加到一定程度后，双光子交换过程截面有可能超过单光子交换过程截面．图 11.19 给出单光子和双光子交换两种过程截面随对撞电子束能量 $E_束$ 的关系．

双光子态的电荷共轭量子数为 +1，因此 C = +1 的共振态，如 η, f 等可在双光子交换过程中产生，在单光子交换过程中则不直接出现．因此可以利用双光子交换过程研究或寻找 C = +1 的

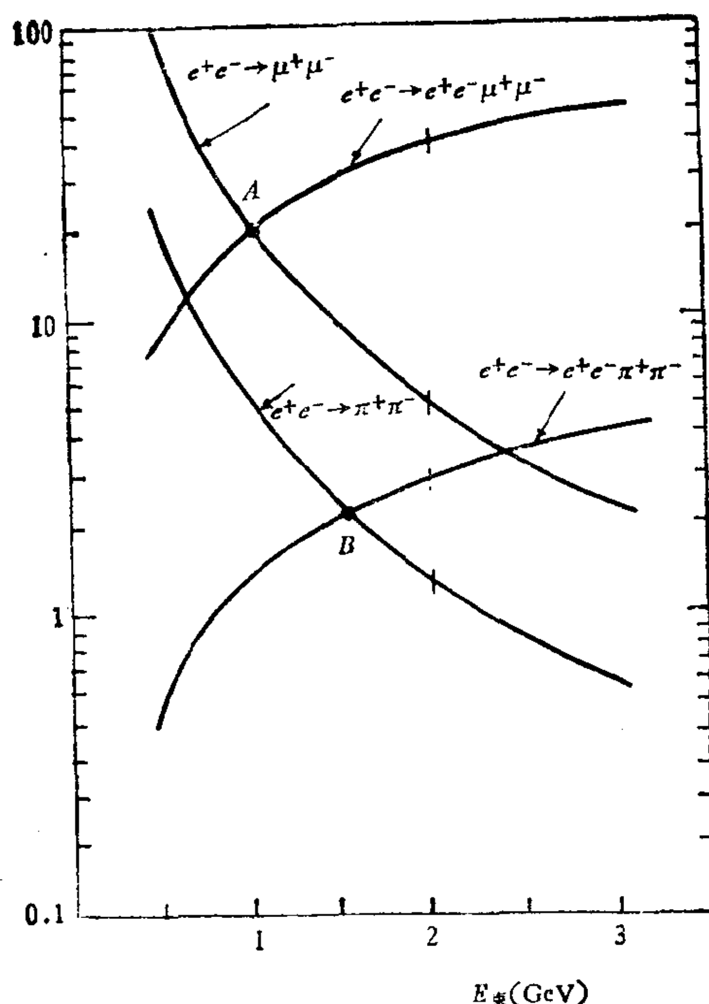


图 11.19 单光子和双光子交换过程全截面随电子束能量关系曲线

共振态．目前已知 C ＝ ＋1 的介子态及其主要衰变方式，如表 11.8 所示．

根据量子电动力学可以算出，在对撞电子束能量较高（$E_{束}>$ 1—2GeV）时，e^+e^- 反应的双光子交换过程产生 $C=+1$ 共振态的截面公式为

$$\sigma(e^+e^-\to e^+e^-R)=\left[4\alpha\ln\left(\frac{E_{束}}{m_e}\right)^2 f(x)\frac{(2J+1)}{M^3}\Gamma_{\gamma\gamma}\right], \tag{11.56}$$

其中 $\alpha=\frac{1}{137}$，M 是共振态的质量，J 是共振态的自旋，$\Gamma_{\gamma\gamma}$ 是共振态衰变成双 γ 的宽度，

$$x=\frac{M}{2E_{束}}$$

表 11.10 部分 C = +1 共振态的性质及主要衰变方式

共振态	$I^G(J^P)C_n$	质 量	全宽度	M^2	分衰变类型	
		M (MeV)	Γ (MeV)	$(\text{GeV})^2$	形 式	分枝比%
π^0	$1^-(0^-)_+$	134.96	7.95eV ±0.55eV	0.018215	$\gamma\gamma$ γe^+e^-	98.787 ±0.030 1.213
η	$0^+(0^-)_+$	5.48.8 ±0.6	0.831keV ±0.12keV	0.301 ±0.000	$\gamma\gamma$ $3\pi^0$ $\pi^+\pi^-\pi^0$ $\pi^+\pi^-\gamma$	39.1±0.8 31.8±0.8 23.7±0.5 4.91±0.13
$\eta'(958)$	$0^+(0^-)_+$	957.57 ±0.25	0.28 ±0.10	0.917 ±0.0003	$\eta\pi\pi$ $\rho^0\gamma$ $\omega\gamma$ $\gamma\gamma$	65.3±1.6 30.0±1.6 2.8±0.5 1.9±0.2
$S^*(1975)$	$0^+(0^-)_+$	975 ±4	33 ±6	0.951 ±0.032	$\pi\pi$ KK^-	78±3 22±3
$f(1270)$	$0^+(0^-)_+$	1273 ±5	179 ±20	1.62 ±0.23	$\pi\pi$ $2\pi^+2\pi^-$ KK^-	83.1±1.9 2.8±0.4 2.9±0.2
$A_1(1270)$	$1^-(1^+)_+$	1275 ±30	315 ±45	163 ±0.40	$\rho\pi$	主要
$D(1285)$	$0^+(1^+)_+$	1283 ±5	26 ±5	1.65 ±0.03	$K\bar{K}\pi$ $\eta\pi\pi$ $\delta\pi$ 4π(可能是$\rho\pi\pi$)	11±3 49±6 36±7 40±7
$\varepsilon(1300)$	$0^+(0^+)_+$	~1300	200—600		$\pi\pi$	~90
$A_2(1320)$	$1^-(2^+)_+$	1318 ±5	110 ±5	1.74 ±0.14	$\rho\pi$ $\eta\pi$ $\omega\pi\pi$ $K\bar{K}$	70.1±2.2 14.5±1.2 10.6±2.5 4.8±0.5
$f'(1515)$	$0^+(2^+)_+$	1520 ±10	75 ±10	2.31 ±0.11	$K\bar{K}$	主要

(11.56) 式中的 $f(x)$ 函数的具体形式为

$$f(x) = (2 + x^2)^2 \ln\frac{1}{x} - (1 - x^2)(3 + x^2). \qquad (11.57)$$

根据量子电动力学，也可以算出 e^+e^- 反应中双光子交换过程的 R 值

$$R = \frac{\sigma(\gamma\gamma \to 强子)}{\sigma(\gamma\gamma \to \mu^+\mu^-)} = 3\sum_{i=1}^{n(味道数)} e_{q_i}^4 \left[1 + O\frac{\alpha_s(p_2)}{\pi}\right]. \quad (11.58)$$

式中 $R \propto e_{q_i}^4$ 的关系比单光子交换过程中 $R \propto e_{q_i}^2$ 的关系更有利于利用双光子过程进行 R 值的测量,以检验新层子是否存在.在入射电子束能量更高时,还可以进行喷注现象的研究.如果入射电子束是极化的,则可能给出更多的信息.

进行双光子过程研究的困难是:(i) 需要有高能正负电子对撞机.(ii)入射电子束能量只有一小部分化为虚光子的能量,即 $M \ll \sqrt{S}$,因而出射电子的散射角(相对于电子对撞方向)很小,基本上是前冲的,因而有时容易和单光子交换的巴巴散射过程相混淆.如果采用探测器标记前冲电子,由于不便于将探测器放到束流管道之内,因而大部分散射角很小的电子不能被记录,事例率大大降低,增加了实验研究的困难.有些实验则不加,或只加一个前冲电子标记探测器,以便提高事例率.

在 1979 年西德 DESY 实验室 PETRA 对撞机 (2 × 19GeV) 建成,随之美国 SLAC 实验室 PEP 对撞机 (2 × 18GeV) 也开始工作,此后双光子物理有了进一步的发展. PETRA 上各实验组已经进行了双光子交换过程全截面的测量,并通过正、反电子对撞的双光子交换过程 ($e^+e^- \to e^+e^-X$),研究了 η', f^0, A_2, f' 等共振态的产生,和 $\mu^+\mu^-$, e^+e^-, $p\bar{p}$ 和 $\rho^0\rho^0$ 等对产生过程的截面特点,进一步检验了量子电动力学理论. 表 11.11 和 11.12 中给出他们得到的 A_2^0 和 $f'(1515)$ 共振态衰变宽度 $\Gamma_{\gamma\gamma}$ 的实验结果.详细情况可参阅吴秀兰的文章 [DESY, 84—028; Phys. Reports **107**, *NOS* 2—5, 59 (1984)].

表 11.11 A_2^0 衰变宽度 $\Gamma_{\gamma\gamma}(A_2^0)$ 的实验结果

合作组	衰变道	$\Gamma_{\gamma\gamma}(A_2^0)$±统计误差±系统误差
CELLO	$\pi^+\pi^-\pi^0$	$0.81 \pm 0.19^{+0.42}_{-0.11}$keV
晶体球	4γ	$0.77 \pm 0.18 \pm 0.27$keV

表 11.12 $f'(1515)$衰变宽度 $\Gamma_{\gamma\gamma}(f')$ 实验结果

合作组	衰变道	$\tilde{\Gamma}_{\gamma\gamma}$±统计误差±系统误差*
TASSO	K^+K^-	0.11±0.02±0.04keV
TASSO	$K_S^0K_S^0$	0.11±0.03±0.04keV

* 是衰变宽度 $\Gamma_{\gamma\gamma}(f')$ 和其分支比 $B(f'\to K\bar{K})$ 的乘积

人们对双光子机制认识的发展可以追溯到六十年前. 1924年费米提出过两束高速度的带电粒子流之间的相互作用，可以等效地用它们辐射的光子流之间的相互作用处理. 1934—1935 年间 C. F. V. Weizsaker [Z. Phys. 88, 612 (1934)] 和 E. J. Williams [Selskab **13** No. 4 (1935)] 和苏联理论物理学家 Landau 等人把它发展成为等效光子近似计算. 1960 年 F. Low 等提出研究双光子交换过程的实验建议 [Phys. Rev. **120**, 582(1960)],但由于当时正负电子对撞机尚未问世，未能实施. 直到七十年代初，在建立了能量和亮度都较高的正负电子对撞机之后，在意大利和苏联，才开始作了几个较简单的双光子交换过程的实验,限于

$$e^+e^- \to e^+e^-e^+e^-,$$
$$e^+e^- \to e^+e^-\mu^+\mu^-,$$
$$e^+e^- \to e^+e^-\pi^+\pi^-,$$

等过程，结果也是初步的. 目前国际上的正负电子对撞机能量已超过 2 × 20GeV，随着日本 TRISTAN (2 × 30GeV)，美国 SLC (2 × 50GeV) 和 CERN LEP (2 × 70GeV) 等正负电子对撞机建成,双光子物理必将得到进一步的发展.

11.2.4 高能原子核和重离子物理

利用高能粒子(核子、电子、光子、介子、超子以及原子核等)和原子核相互作用,研究原子核的性质、结构、反应机制,产生次级粒子及奇特核等,以及研究粒子间相互作用规律,都属于高能核物理学科范围. 利用重离子束轰击原子核引起核反应，进行上述各种问题的研究，已发展成核物理的另一学科分支,称为重离子物理.

这个领域的现象极其丰富，有其特点和重要意义，目前也在向高能方向发展．美国伯克利（LBL）实验室的重离子直线加速器（HILAC）和质子同步加速器（Bevatron．6.8 GeV）结合起来，于1974年改建成强流重离子加速器，称为Bevalac，可以将重离子加速到每个核子2.1GeV．伯克利实验室的88英寸迴旋加速器，有一半多时间用于加速重离子，超级HILAC可以将重离子加速到每个核子8.5MeV，这些加速器形成一组高、中、低能重离子加速系统．在苏联，杜布纳联合原子核研究所，也将其10GeV同步稳相加速器改建成为重离子加速器，开展高能重离子物理方面的工作．

1．高能核物理

（i）利用高能加速器初级和次级粒子束与原子核相互作用，提供了研究原子核内部结构的新工具，可以得到低能粒子实验中得不到的结果．

（a）比较容易分别探测原子核中质子或中子的情况：例如用K^-介子打击原子核，K^-与质子作用产生Σ^0超子，与中子作用产生Σ^-超子，因此，可用以研究原子核表层中子和质子的聚集情况，这是过去低能方法难以作到的．

（b）原子核可以吸收一个π^+放出一个π^-，或吸收一个π^-放出一个π^+．这时原子核的电荷改变为二，即有两个中子变成质子，或两个质子变成中子．利用这种方法可以研究原子核里面的中子、质子对关联，这对了解原子核结构是很重要的．

（c）一个高能粒子可以和原子核内几个核子发生作用，例如，原子核吸收π^-后，可能和三、四个核子同时发生作用，因而可用以研究原子核内多粒子关联，这也是研究原子核结构的一种新方法．

（d）高能粒子和原子核的散射过程，也是重要的研究领域，特别是低能K^+被原子核吸收的几率很小（入射粒子实验室动量小于0.8GeV时，平均自由程5—7fm），可以看作是强相互作用中的电子，可用以研究核子密度分布，原子核四极共振，原子核深部束缚的准粒子性质等问题．

(e) 在高能粒子打击原子核时的多重产生研究中知道，在原子核 ^{235}U 上的多重数，比在 ^{1}H 上的多重数只增加 2.5 倍. 这类现象的研究对理解多重产生机制及核结构研究会有所帮助.

(f) 可以通过让原子核浮获 μ 子的方法研究传统方法不能研究的一些弱相互作用现象.

(g) 高能粒子轰击原子核，可以把原子核内层的核子打出来，从而出现深位空穴态，这也是研究原子核结构的新方法.

(ii) 高能时原子核内的核子可以有内部激发，可用以研究核物质的新形态.

在几百 MeV 粒子的轰击下，原子核并不一定散裂，而可能使核内一个核子激发形成重子共振态，仍留在核内. 这种由重子共振态和其它核子组成的原子核，也称为奇特核 (Exotic Nuclei)，是核物质的新形态. 近年来利用高能 K 子束流，通过奇异交换反应 $A(K^-\pi^-)_\Lambda A$ 形成了几十种 Λ 超核和 Σ 超核，并较深入地研究了它们的结构和生成率. ^{12}C 吸收一个 Ξ^- 超子分裂成 ^{7}Li 和 ^{6}He，这个 ^{6}He 是包含两个 Λ 超子的超核. 利用反质子束流与质子作用，可以形成束缚态"重子素". 高能 π 介子被原子核吸收后，还可以形成 $\triangle(1236)$ 等共振态，而所需质心系能量稍低于 1236MeV，是因为 $\triangle(1236)$ 束缚在原子核内，可以减去束缚能. 通过$\triangle$在核内的束缚能，可以研究$\triangle$与核子之间的相互作用. 这一系列奇特核的形成，极大地开扩了核物质的研究领域.

(iii) 低能原子核结构的深入研究.

随着高能粒子对核深部探索的发展，提出了关于原子核内是否存在真实 π 介子自由度，以及核内是否含有某些核子共振态的几率等一系列有关核成分的问题. 我们知道氘核是由中子和质子组成的，但实验测定氘核的磁矩并不等于中子和质子磁矩之和. 这可能是因为氘核内并不永远是中子和质子，有时这些中子和质子会激发成电荷不同的 $\triangle(1236)$，$\triangle(1236)$ 和中子、质子的磁矩不同，因此氘核磁矩并不等于中子和质子磁矩之和.

高能粒子可以将原子核激发到高自旋激发态. 例如高能质子

束轰击原子核产生一个氘核的实验中，氘核具有较大的角动量，因而朝后的角分布较多. 说明氘核中的核子有些时间处于自旋为5/2的核子激发态 $N(1688)$.

种种事实说明，低能原子核也不见得处于纯的中子、质子体系. 高能核物理，既研究原子核反应和结构问题，又提供了研究粒子间相互作用的一个新的领域，是一门交叉学科.

2. 高能重离子物理

重离子核反应是指将比 ^{4}He 重的元素，剥掉一定数目的电子，经加速后轰击原子核引起的核反应. 目前国际上有不少重离子加速器可以加速元素周期表中由 ^{4}He 到 ^{238}U 所有的重离子，称为全粒子加速器. 重离子所带的电荷多，单个核子能量不高，但总能量很高，容易通过库仑激发，复合核等反应方式使原子核处于高激发态、高自旋态，可以激发原子核更多的能级. 利用重离子核反应中转移核子多的特点，可以合成很多种新的放射性同位素，包括超铀元素和远离稳定核素等. 目前人们正在努力想通过重离子核反应，合成理论上预言的，在质子数为 114，中子数为 184 附近的“超重核稳定岛”中新的超重稳定核素.

3. 重离子核反应

重离子核反应机制较轻核核反应复杂一些，可以按碰撞距离 b 的大小来表征碰撞的深浅程度. 如图 11.20 所示，随着 b 的减小，核反应方式有：远碰撞-弹性散射；库仑激发；擦边碰撞-直接

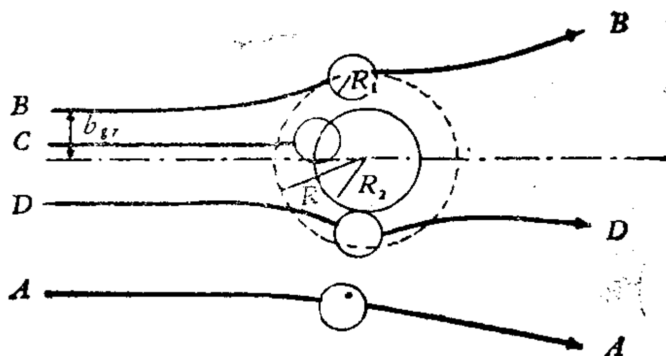


图 11.20 各类重离子反应随碰撞距离 b 改变的示意图. A：远碰撞-弹性散射、库仑激发；B：擦边碰撞-直接反应；C：复合核形成；D：深度非弹性反应

反应；复合核形成；深部非弹性反应等。复合核反应过程时间较长(10^{-16}s)，是通过碰撞形成统计平衡的中间阶段——复合核，然后能量又集中在核内某些核子上，蒸发出轻粒子或裂变．直接反应过程进行得最快（$\sim 10^{-22}$s）．深部非弹性反应过程时间介于两者之间($\sim 10^{-21}—10^{-20}$s)．

高能重离子碰撞过程更为复杂，可能产生大量次级粒子，多重数很大，常需用多径迹性能好的流光室等类实验设备进行测量．

两个高能重离子束之间的碰撞，可能形成超高温度($>10^{13}$度)和超高密度（$>10^{9}$eV/cm^{3}）的物质新形态，或称新的相．在这种超高温度下，层子禁闭现象可能被解除，形成一种层子-胶子等离子体．在超高密度情况下，可能出现不平常核态，层子物质和π凝聚等现象．这些都是粒子物理和高能天体物理中很关心的问题，只有通过高能重离子反应才能研究，因而高能重离子物理已经成为高能物理中很重要的一个方面．

11.2.5 新粒子和新现象的寻找

1983年在 CERN UA-1 谱仪上发现了理论上早已预言的弱作用中间玻色子（$W^{\pm}Z^{0}$）之后，1984年又得到了说明顶层子存在的实验结果，这无疑是粒子物理的巨大成功．它不仅标志着某种旧理论探索告一段落，而且也是新理论探索阶段的开始．粒子物理学中还有不少理论预言的新粒子和新现象有待发现，而且还会有目前尚未预料到的某些新粒子和新现象涌现出来．当前粒子物理学仍在层出不穷地迅速发展着，一些问题迫切需要实验解决．例如：

1. 寻找自由层子

实验上久经寻找，至今尚未能得到自由层子存在的证据，理论上推测可能是强作用的性质造成“层子禁闭”，层子不可能以自由状态存在，但最终仍需实验判断．实验上寻找自由层子仍然是一个重要的课题．人们在提高加速器能量和探测器测量电离的灵敏度，继续进行这方面工作．

DESY 的 JADE 组和 SPEAR 上 J. M. Weiss 组近期进行了这一工作，给出了自由层子存在的新上限 [DESY *Report* 80—124; J. M. Weiss et al., *Phys. Lett.* **101**B, 439 (1981)]. 图 11.21 给出了这些实验结果.

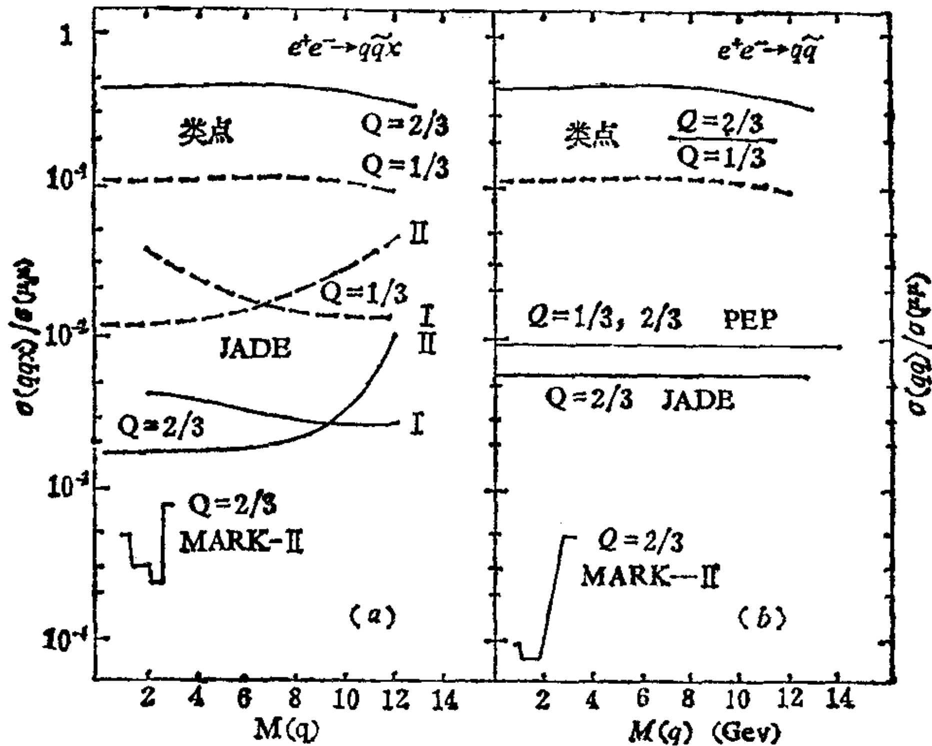


图 11.21 对于 (a) 单举层子产生 $e^+e^-\to q\bar{q}X$ 过程，(b) 遍举层子产生过程截面的上限. (a) 图中 *I*, *II* 是在不同的层子动量分布假设下得到的

2. 寻找胶子存在的直接证据

QCD 理论取得了一定的成功，它所预言的八种胶子需要实验上的验证. 1979 年 DESY 发现三喷注现象，看到了胶子存在的迹象. 但进一步直接测定胶子的性质和作用特点，还是迫切需要的，目前人们积极进行研究胶子球的实验工作，想弄清是否在可能自然界中存在几个胶子组成的无色状态.

3. 寻找更重的轻子

重轻子 τ 发现后，人们预计还存在更重的轻子，认为轻子本身可能有内部结构. 研究轻子谱和轻子与弱作用中间玻色子之间的关系，可能对揭示轻子内部结构有所帮助. 近期 DESY 的实验结果是在质量 14GeV 以下，没找到带电重轻子 [*Phys. Rev. Lett.*

48, 92 (1982)]; 在质量 22.5GeV 以下，没有找到中性重轻子 [*Phys. Lett.* **123**B, 353 (1983)].

4. 寻找新粒子家族和范外 (*Exotic*) 粒子.

粲粒子家族的寻找工作已经进行了十多年，基态粲介子都已找到了，实验上找到的粲重子种类还很少.近年来寻找美 (b) 粒子家族的工作在康乃尔大学和 DESY 实验室有了一定进展，但这个问题目前尚不清楚. 顶 (t) 粒子家族的寻找工作刚刚开始. 除了层子模型预言的这些粒子家族寻找工作在积极进行外，人们还注意到是否存在范外粒子的问题. 例如，四个层子组成的介子 ($q\bar{q}q\bar{q}$) 和五个层子组成的重子 ($qqqq\bar{q}$). 如果能找到这些粒子，必将对层子模型提出补充和修正.

5. 寻找希格斯粒子

在格拉肖-温伯格-萨拉姆理论中需要零自旋的粒子，以便使中间玻色子 $W^\pm$ 和 Z^0 具有质量. 在希格斯原来的理论中，没有带电的希格斯粒子. 如果存在带电的希格斯粒子，则应该在 e^+e^- 湮灭中成对产生. 和中性希格斯粒子一样，带电的希格斯粒子主要应该衰变成运动学允许的最重的层子和轻子.

计算 [N. Cabibbo, *Phys. Rev.* **124**, 1577 (1961)] 表明，带电标量粒子对产生 ($e^+e^- \to H^+H^-$) 的截面是很小的:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{8S}\beta^3 \sin\theta_H. \qquad (11.59)$$

另外

$$R_{H^+H^-} = \frac{\sigma(e^+e^- \to H^+H^-)}{\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-)} = \frac{1}{4}\beta^3, \qquad (11.60)$$

其中 β 是质心系中 $H^\pm$ 的速度，θ_H 是相对于束流方向 $H^\pm$ 的产生角.

DESY 实验室 TASSO 组和 JADE 组近期实验的结论是，在 95% 可信水平下，在 5—13GeV 区间不存在类点自旋为零的带电粒子. 希格斯粒子的质量在理论上并不确定，实验上寻找希格斯粒子的工作仍在进行中.

6. 寻找超对称性粒子

超对称性理论认为玻色子和费米子等不同自旋粒子之间存在某种对称性。如果这一理论正确，则所有粒子都将有一个相应的自旋差 $\frac{1}{2}$ 的"配偶"存在。考虑内部自由度，超对称配偶的数目和原来粒子数目一样多，因而对应于自旋为 $\frac{1}{2}$ 的轻子 l，应有两个自旋为零的轻子，如表 11.13 所示。

表 11.13 已知粒子及其超对称配偶，括号中的数字是粒子自旋值

粒　子	超 对 称 配 偶
光子 $\gamma(1)$	微光子 (Photino) λ_z (½)
轻子 l (½)	标量轻子 $s_l, t_l(0)$
层子 q (½)	标量层子 $s_q, t_q(0)$
胶子 g (1)	微胶子 (gluino) $\tilde{g}$ (½)
$W^{\pm}(1)$、$Z^0(1)$	$\tilde{W}^{\pm}$、$\tilde{Z}_0$ (½)
Higgs (0)	Shiggs　H(½)

DESY 实验室近期实验结果表明，在 PETRA 能量范围内，各实验组均未找到上述各种超对称粒子，超对称理论近年来有所发展，实验验证工作仍在进行中。

7. 卅年代初在量子论的基础上，狄拉克即讨论了在微观世界中磁单极子存在的可能性，指出这种磁单极子也是量子化的，其磁荷 g 和电子电荷 e 之间应有如下关系：

$$g = \frac{n\hbar c}{2e}, \tag{11.61}$$

其中 $\hbar$ 为普朗克常数，c 是光速，$n = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \cdots$ 为任何整数。

半个多世纪以来，人们一直在寻找自然界中的磁单极子，但未获成功。1975 年澳大利亚宇宙线工作者 Price 等曾宣布在气球实

验中，纪录到一条游离很大的径迹，怀疑这可能是磁单极子产生的，但未得到公认，1982 年斯坦福大学的 Cabrera 声称利用他的超导量子干涉仪，测到一个磁单极子，其磁荷值与公式(11.61)符合，但也仅为个别事例，仍难以使人确信。

由于在带有自发破缺的希格斯的 $SU(2)$ 规范理论以及大统一理论中都认为必然存在磁单极子，因此近年来仍有人设计各种实验方案，企图在陨石里，高空中，月球上，深海底和高能核反应产生的次级粒子中，寻找磁单极子。最近 PETRA 上也进行过寻找磁单极子的实验 [P. Musset, *Phys. Lett.* **128**B, 333 (1983)] 结果给出磁单极对产生截面的上限为

$$\sigma < 4 \cdot 10^{-38}\mathrm{cm}^2 \ (90\%\text{可信度}).$$

在 PEP 上也进行过类似的工作 [S. P. Ablenete, *Phys. Rev. D***26**, 2347 (1982)].

8. 基本相互作用的研究

已知存在四种基本相互作用，目前进一步研究的问题是：QED 在更高能量或更小范围 ($< 10^{-16}$cm) 的适用性；弱电统一理论的进一步实验检证；强作用理论及引力理论和大统一理论及超统一理论的研究；各种作用中的守恒定律及其破坏；以及是否存在另外的基本相互作用，如超强或超弱相互作用等等，这些问题都是需要研究解决的。

高能粒子物理中新的现象和规律性的研究正在进一步开展，如高能 $p\bar{p}$ 碰撞中大丢失能量事件和通过超高能重离子反应研究超高温度、超高密度下物质的新形态及其运动规律等。深入探索这些问题，有可能发现新的机制、新的粒子，甚至新的研究领域。当前的高能物理实验，由于设备复杂所需投资浩大，因而往往是在一定的理论预言、明确的目的安排下进行的。这些理论预言的事物自然界不一定都存在，而自然界中的客观事物又往往未能被人们所预料。历史经验证明，很多新粒子（如 K 介子，超子，J/ψ 粒子等）和新现象（如 cp 不守恒），都是出乎预料发现的。客观事实是第一性的，实验事实是检验一切理论的准绳。高能加速器的建设，

目前在向 10^{13}eV 进军，宇宙线的研究可能达到 10^{20}eV 以上. 粒子物理未来的道路还很长，在前进的道路上不可能都是景色宜人的"庭院楼阁"，也不可能都是"荒无结构"的大沙漠.

§ 11.3 粒子物理学和高能天体物理学

粒子物理学在小尺度（目前到 $\lesssim 10^{-16}$cm）范围内研究物质的微观结构和基本相互作用，而天体物理学和宇宙学则在大尺度（目前到 $\lesssim 10^{28}$cm）领域内研究天体的宇观结构及其演化规律. 表面上看，两者之间好像没有什么共同之点，但近年来的研究表明，粒子物理和天体物理两学科之间的联系日趋紧密. 原来，在宇宙空间中存在着丰富的粒子间相互作用和转化过程，很多天体演化现象可以根据粒子物理理论解释. 宇宙、天体提供给粒子物理学巨大的天然实验室和在地球上无法建造的"天际"大加速器，一些高能物理中无法进行的实验，可能在宇宙观测中得到信息. 近年来两门学科充满活力，互相促进，迅速发展，引起人们极大的重视. 本节仅对两个学科间有联系的一些问题作简略介绍. 对这一领域有兴趣的读者，可参看有关的专门书籍.

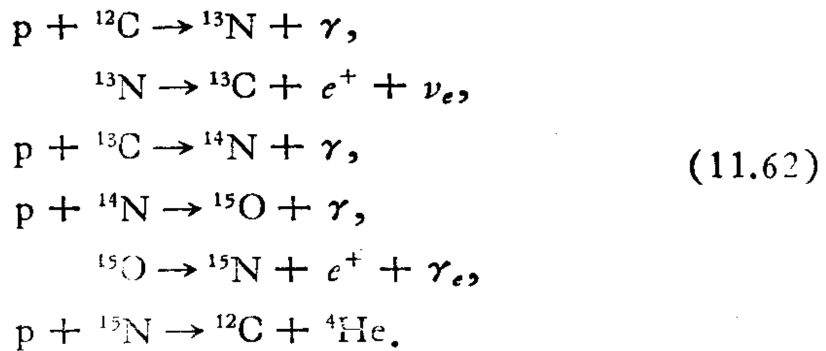
11.3.1 星体能量的演化

宇宙中大量星体内部存在巨大的能量转换过程，例如太阳不断地向外辐射能量的过程，但早先不知道太阳的能量来自何处. 原子核物理发展后才知道中间重量的原子核平均每个核子的结合能最大（～8MeV/核子），因而轻核聚变成中重核或重核裂变都会释放出能量，这比化学反应释放出的能量要多百万倍. 实现原子核聚变需要一定的能量克服静电位能，依靠高温下粒子动能大，可以实现热核聚变. 研究太阳光谱后，埃丁顿（A. S. Eddington）提出太阳主要是依靠四个核子聚变成一个氦原子核（释放约 27MeV 能量）的热核反应过程获得了大量的能量.

太阳的半径约为 7×10^{10}cm，表面温度约 6000K，中心温度

约 1.4 × 10^7K，对聚变反应来说这一温度是比较低的（一般聚变反应堆要求 10^8K)，因而聚变反应率不大，但太阳内部体积很大，总的反应事例还是很多的.光谱研究表明,太阳上大约 71% 是氢，27% 是氦,所有其它元素的含量不多.计算表明为了确保太阳象现在这样发光，每秒钟内需要约五百万吨静质量转化为能量. 如果太阳起初是纯氢的，那么需要约 200 亿年的时间才能形成目前这么多的氦. 但是据推证太阳在一开始就有一定数量的氦，由此可以算出太阳的年龄大约是 50 亿岁.

有些星体温度不很高,质子的动能不足以克服相互间的斥力，根据经典理论这些星体不能实现聚变反应，但量子力学的隧道效应却允许聚变反应在较低温度下进行. 在某些星体中能够通过 CNO 环产生能量,即通过下列过程实现四个质子转变成为一个 α 粒子的过程:



$$
\begin{aligned}
&p + {}^{12}C \to {}^{13}N + \gamma, \\
&\quad {}^{13}N \to {}^{13}C + e^+ + \nu_e, \\
&p + {}^{13}C \to {}^{14}N + \gamma, \\
&p + {}^{14}N \to {}^{15}O + \gamma, \\
&\quad {}^{15}O \to {}^{15}N + e^+ + \gamma_e, \\
&p + {}^{15}N \to {}^{12}C + {}^{4}He.
\end{aligned}
\tag{11.62}
$$

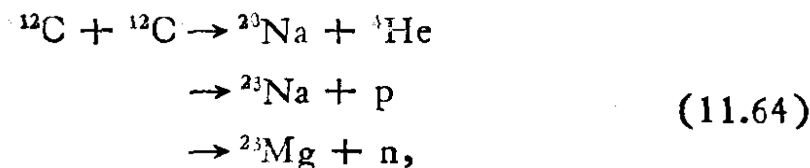
在这一组反应后，${}^{12}C$ 仍然保留，实际过程是四个质子变成了 ${}^4He$，并衰变出两个 e^+ 和两个 ν_e. 除中微子带走少量的能量外，其余（约 25MeV）能量加热了星体. 星体内部重力压力趋向于减少星体体积，而星体内部的气体压力则反抗这种压缩. 星体内部的压力和温度是巨大的，例如在太阳内部中心区约有 2 × 10^{10} 大气压和 10^7K，在这种情况下原子将完全电离，形成自由电子和裸原子核的混合物. 核反应保持星体内部的压力和辐射，只要这种核反应存在,星体内部重力和气体压力相平衡，星体就处于平衡状态. 太阳中的所有氢气都用完了以后,将由于引力压缩体积,使内部温度增高. 在某些高温下发生新的反应,出现新的平衡,产生新的元素.

在星体中，氢核都变成为 ^{4}He 之后，下一步将产生 ^{12}C. 在高温高浓度的 ^{4}He 中，可以发生 $^4\mathrm{He}+{}^4\mathrm{He}\to{}^8\mathrm{Be}$ 反应. 这种 ^{8}Be 可能再俘获一个 ^{4}He 核形成一个新的激发态 ^{12}C* 核.

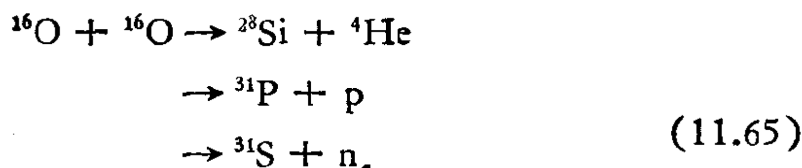
进一步的核反应还可能有



$$^4\mathrm{He}+{}^{12}\mathrm{C}\to{}^{16}\mathrm{O}+\gamma, \tag{11.63}$$



$$\begin{aligned}{}^{12}\mathrm{C}+{}^{12}\mathrm{C}&\to{}^{23}\mathrm{Na}+{}^4\mathrm{He}\\&\to{}^{23}\mathrm{Na}+\mathrm{p}\\&\to{}^{23}\mathrm{Mg}+\mathrm{n},\end{aligned} \tag{11.64}$$



$$\begin{aligned}{}^{16}\mathrm{O}+{}^{16}\mathrm{O}&\to{}^{28}\mathrm{Si}+{}^4\mathrm{He}\\&\to{}^{31}\mathrm{P}+\mathrm{p}\\&\to{}^{31}\mathrm{S}+\mathrm{n}.\end{aligned} \tag{11.65}$$

发生碳燃烧反应 (11.64) 要求温度高于 10^9K，而发生氧燃烧反应 (11.65) 则要求温度高于 3.6×10^9K.

铁附近的原子核平均每个核子的结合能最大，因此铁附近的元素已经不能作为核聚变的燃料了，因而燃烧应到铁为止，这种情况可以解释为什么铁附近元素比别的元素更多一些.

在星体中所有聚变燃料都用尽了以后会怎样呢？按照目前的理论，星体将会有以下演化方式：(i) 变成白矮星，(ii) 变成中子星，(iii) 变成黑洞，也有可能完全离散，最后结局取决于星体初始质量. 如果质量约小于六倍太阳质量，星体散发(抛弃)其质量，直到变成白矮星. 如果初始质量大于六倍太阳质量，则它可以形成一个超新星，然后变成一个中子星或一个黑洞，或完全解体.

1. 白矮星

当恒星中心部分的核燃料耗尽后，由于热量不断外流，内部的压力就抵挡不住向内的引力，于是星核进一步收缩，释放出引力能. 一部分供维持恒星内部的高温，另一部分则转化为辐射能，使恒星外层持续地往外膨胀. 质量较小的恒星，其内核的收缩与外层的膨胀不很激烈，最终结果外层膨胀成行星状星云，内核形成一个白矮星.

白矮星体积不大但密度很大，天狼 β 星是一颗白矮星，它的直

径比地球大不了多少，但质量却大如太阳，密度高达 $10^6 g/cm^3$，表面温度比太阳高（～11,000K），呈白色，个子很小，故称"白矮星"．由于它体积小，总发光不多，所以难于观测，用望远镜看到的离地球近的白矮星约一千多颗．白矮星密度大是因为引力压力将原子核都压得很接近，使其形成"简并态"的结果．

这里的简并态是指整个白矮星中所有的自由电子构成的系统．遵照泡利原理，所有电子应分别占据最低可能的微观状态，在绝对零度时，最后的电子占据状态的能量，称为费米能量．凡能量小于费米能量的一切微观状态，都各拥有一个电子．由于密度大，每个电子被局限在很小的体积内，处于较高能态上的很多电子，相应的动量较大（但均在费米动量之下），因此白矮星中电子气体的简并性压强可高达几十亿个大气压（10^{23}—10^{24}dyne/cm^2）．白矮星没有能源，不断地冷却，其中心温度只有 10^6—10^5K，比太阳中心温度低得多．而且由于白矮星内部的电子气体处于高密度、高压强的简并状态，绝大多数电子实际上不能吸收热运动能量，只有极少数的电子参加热运动．因此热运动在白矮星中起不了很多作用．

白矮星在极高的密度和压力下，其内部物质几乎全部处于结晶状态，导热性很差，因此其内部的温度能在很长时间内保持，下降得很慢．理论计算得知所有白矮星的温度，至今仍都保持在 10^4K 以上．光谱研究表明，白矮星的磁场强度高达几十万甚至几千万高斯，比普通强磁场恒星还要强得多．

一颗恒星演化成白矮星后，其电子气体的简并性压强可以阻止星体进一步坍缩，但也有一定的限度，对于质量大于太阳 1.4 倍的白矮星，其电子的简并压强抵挡不住更大的引力，因而恒星整体将会进一步坍缩．

2. 中子星

如果星体的初始质量约大于六倍太阳质量，则它可以形成一个超新星．其核心部分如果大于太阳质量的 1.4 倍（称为昌德拉塞卡极限），但同时又小于太阳质量的 3 倍（称为奥本海默极限），那么这种恒星将以非常激烈的方式爆发，抛掉其大部分物质，而留

下一个比白矮星密度更大的残骸，即中子星．中子星的半径约为10km，其中心部分密度达 $10^{14}g/cm^3$ 以上，比核物质密度还大．其表面磁场强度高达 10^{10}—10^{13} 高斯，表面温度 10^5—10^6K，内部温度达 10^8K以上．

目前理论上给出典型中子星的截面如图 11.22 所示，中子星由于体积小质量大，表面重力非常强，所以其大气层厚度只有几米至几十米，密度却从顶部的 $1g/cm^3$ 陡增至底部的 $10^4g/cm^3$．由于表面温度极高，这些密度很大的气体处于等离子体状态．

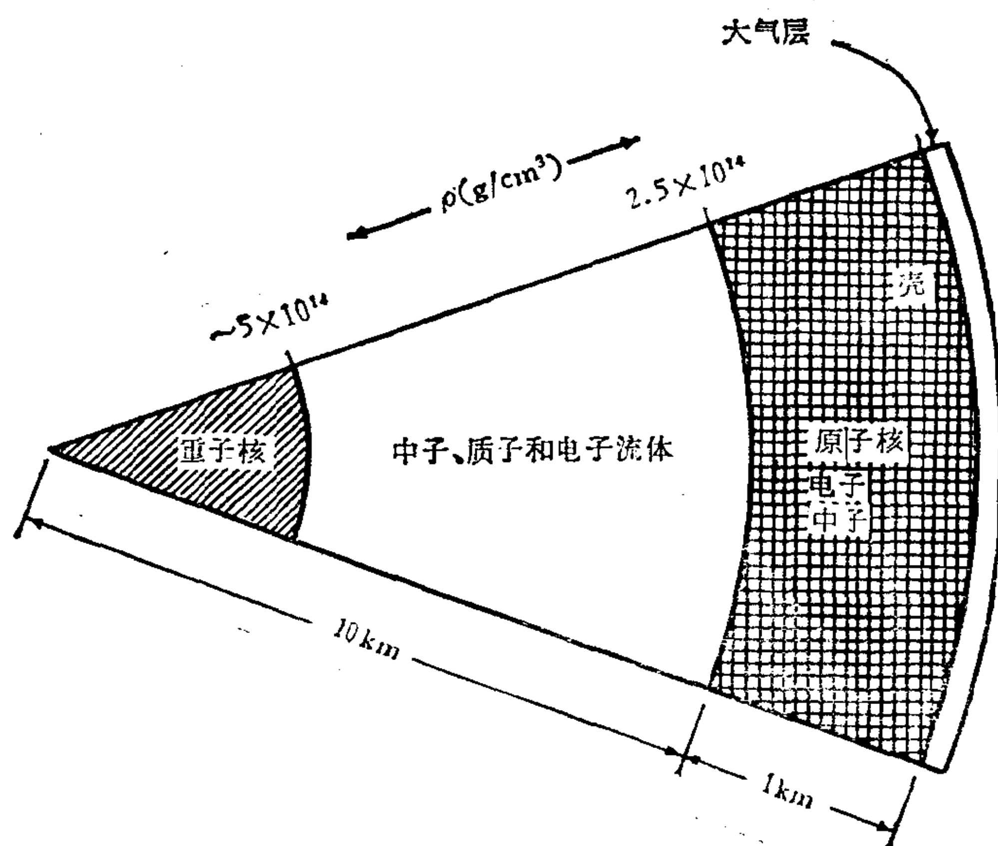


图 11.22　中子星的典型剖面图

物质的结构是和压力有关系的，在压力小时最稳定的原子核是铁．在中子星大气层下是一个非常坚硬的固体外壳，厚约 1km，主要是由铁原子核和自由电子组成的等离子体．据估计外壳的密度由表面的 $10^4g/cm^3$ 猛增至壳层底部的 $10^{11}g/cm^3$，即每立方厘米10 万吨．

外壳以下是内壳，其物质密度高于$10^{11}g/cm^3$．在约$4 \times 10^{11} g/cm^3$时，带有82个中子的原子核如^{118}Kr最为稳定．一般在地球上的Kr原子核$A = 84$．在高压下最稳定的核都有很多中子，有些超重原子核内中子的数目可达质子数目的10到20倍，称"富中子核"．在中子星内壳中存在的这些超重的原子核，自由电子，以及中子也都按晶格点阵很规则地排列着．

内壳中越靠近核心，物质密度越高．当物质密度高达10^{13}—$10^{14}g/cm^3$，富中子核彼此完全挤在一起，形成中子、质子和电子连续的液体，它们都处于简并态．其中中子占多数，质子只占约4%，由于泡利原理限制，此时中子不能衰变成质子．中子星的核心半径约为1km，物质密度高达$10^{15}g/cm^3$，其物质形态和性质尚未搞清楚．在中子星的核心中，可能存在更重的强子(超子)，甚至可能直接由层子组成．

早在二十世纪三十年代，有人提出中子星的理论，但很难观察到它．1967年英国剑桥大学天文学家 A. Hewish 组，用他们建造的射电望远镜观察到一种新型天体，它在太阳系之外，能够规则的发射周期性无线电信号，定名为脉冲星．后来找到的脉冲星约有330余颗，脉冲周期由约1毫秒到几秒，其频谱包括广宽的电磁波范围，而且各个波段的脉冲周期都相同．理论分析，这种周期短，强度很大的电磁脉冲，只能是在密度极高，体积极小的星体高速自转时，由表面上局部强磁场电磁辐射产生的．中子星半径仅约10km，它的自转周期可以符合上述脉冲星的周期．已知中子星表面磁场强度可达10^{12}—10^{13}高斯，如果有高速电子绕磁场作周期运动，它所产生的同步辐射将由切线方向一定的圆锥角内发射出来．中子星自转时，如果这束同步光扫过地球表面，那么地球上就可能接收到一串辐射脉冲．理论预言中子星脉冲辐射损耗的能量，将使其自转速度逐渐变慢，脉冲周期逐渐变长，实际观测结果的确如此．这样理论上早就预言，但难以观测到的中子星，最后是根据这种脉冲辐射特性找到了，为此 A. Hecuish 获得了1974年度的诺贝尔物理奖．

3. 黑洞

要使一个物体脱离地球引力而发射到宇宙空间中去，需要达到的速度是

$$V_2 = \sqrt{2GM/R} = 11.2\text{km/s},$$

V_2称为第二宇宙速度，其中M为地球质量，R为地球半径，G为万有引力常数．如果某种天体质量很大，而半径很小，以致脱离其引力的速度需要大于光速，那么从它表面发射的光也要被引力拉住．任何物体被它吸引后即跑不出来，这种天体称为"黑洞"．1798年法国天文学家拉普拉斯就曾假设存在这种"黑洞"．这种天体的半径r应是

$$r \leqslant 2GM/c^2 \tag{11.66}$$

太阳的质量是2×10^{33}g、半径约70万公里，如果要变成黑洞，其半径需要缩小到3km以下，密度要从现在的1.4g/cm^{3}增大到10^{16} g/cm^3．超新星爆发的残核，如果其质量超过3.2个太阳质量，引力十分强大，电子的简并压力和中子的简并压力都不足以和引力抗衡，引力坍缩的结果，最终只能形成黑洞．

黑洞不发光但有引力，也可能有电磁作用，是可以设法寻找到的．有些双星互相绕着转，但一颗可见，另一颗看不到．如果算出这颗看不到的伴星的质量大到一定限度，就可能是黑洞．当另一颗星上的物质被此黑洞吸引进去，以致完全消失前，可能会产生很强的X射线辐射．根据这种设想，正在寻找发射X射线的天体，现在已找到很多．例如观测到双星X射线源天鹅座X-1，一颗是亮星，另一颗质量大约是太阳质量的5倍，不发射可见光，但有很强的X射线，它可能就是一个黑洞．

黑洞是否无限的塌缩下去，成为天体演化的最终归宿呢？有人提出黑洞内的粒子，可以通过"隧道效应"不断蒸发出来，使黑洞的质量减少，而其温度和热辐射能量愈来愈增加，可能会发生剧烈的爆炸，开始演化的另一进程．如果是这样，那么黑洞也只是天体演化过程的一个阶段，而不是天体演化的终结．

11.3.2 大爆炸理论

在解释宇宙线的形成，演化和发展的各种理论中，目前较为流行的是大爆炸理论，它是盖莫夫和阿尔勒等人 1948 年提出来的，近年来人们非常重视.大爆炸理论认为，目前我们观测所及的宇宙诞生于一种极端高温度、高密度的物质猛烈爆发，至今它们仍向四面八方迅速地运动着.宇宙从大爆炸开始，经历了一个从极高温度和极高密度的状态，逐渐变成稀疏和冷却的过程.了解大爆炸后宇宙温度的变化过程，就会使我们自然地了解粒子物理和宇宙学的密切联系。

1. 支持“大爆炸”理论的观测根据

(i) 宇宙目前仍在膨胀

1929 年美国天文学家哈勃从河外星系的光谱线普遍向光谱红端移动这一事实，认为宇宙中各星系都向四面八方“逃离”，这就表明宇宙处于不断的膨胀之中. 而且观察测定，距离我们越远的星系远离我们而去的速度也越大，这种星系逃离速度与离开我们的距离成正比的关系称为“哈勃定律”. 目前观测到与地球相距极远的星系的逃离速度已接近光速. 很多观测数据都支持哈勃定律. 将这种逃离速度倒推回来，可以估计大爆炸约发生在 150 亿年以前，那时宇宙物质处于很小的空间中，具有极高温度与极高密度，大爆炸后形成不断膨胀着的宇宙.

(ii) 1965 年蓬泽恩和威尔逊观测到宇宙中存在有 2.7 K 微波背景，宇宙中所有天体都浸泡在这种均匀的，各向同性的低温微波背景辐射之中. 人们认为这是大爆炸后温度很高的物质在辐射热平衡时代过去以后，冷却了的辐射残余物.

大爆炸之后宇宙膨胀，随时间增长宇宙温度逐渐降低，不同时期对应着不同宇宙温度，粒子有不同的平均动能和相应的相互作用物理规律.

在宇宙大爆炸开始瞬间，温度极高，相应粒子动能大于 10^{19} Gev，可能这时四种基本相互作用有统一的耦合常数，其基本粒子

可能是比层子更深层次的物质组元，而且还必须考虑到引力的量子效应；在宇宙年龄大于 10^{-44}s，宇宙温度降到 10^{32}K 以下，粒子的平均动能低于 10^{19}GeV 时，引力作用逐渐分离出来，只有弱、电、强三种作用具有统一的耦合常数．这时基本粒子是层子和轻子，也有很多重中间玻色子 x，y 等粒子；在宇宙年龄大于 10^{-36}s，宇宙温度降到 10^{28}K，粒子平均动能低于 10^{15}GeV 时，弱、电、强三种相互作用逐渐分开，由于有重子数及 CP 不守恒过程存在，宇宙中正反重子数目出现不对称的情况；在宇宙年龄大于 10^{-11}s，宇宙温度降到 10^{15}K，粒子平均动能低于 10^{2}Gev 时，弱作用 $SU(2)$ 对称性破坏，基本粒子主要是质子和中子；在宇宙年龄大于 10^{-4}s，宇宙温度降到 10^{12}K，粒子平均动能在 10^{-1}GeV 以下时，宇宙进入热核聚变时期，开始形成轻原子核；到宇宙年龄大于 10^{2}s，宇宙温度降到 10^{9}K，粒子平均动能降到 10^{-4}GeV 以下，到约 4000K 时原子开始形成，离化的粒子气体与光子退耦，这些光子随宇宙膨胀，能量降低为目前的 2.7K 微波背景辐射；在宇宙年龄大于 10^{12}s，宇宙温度降到 10^{3}K，粒子平均动能低于 10^{-10}GeV 以下时，银河系，太阳系及其它星系形成；到目前宇宙年龄大约为 4×10^{17}s，仍在继续膨胀着．

2．宇宙大爆炸理论可以解释的观测结果有：

(i) 根据对宇宙物质分布观测结果估计；整个宇宙中平均重子数和光子数之比约为

$$\frac{n_B}{n_\gamma}=\frac{1}{10^8}\sim\frac{1}{10^{10}}, \tag{11.67}$$

在一个绝热地和各向同性地膨胀着的宇宙中，这一比例应该是与时间无关的．另外从理论上看，在大爆炸后炽热阶段（$t<10^{-4}s$，$KT>1\text{GeV}$）中产生重子对的密度本应和当时产生的光子的密度相差不多．当宇宙膨胀并冷却后，重子对产生的数目抵销不了重子对湮灭成光子的数目时，重子数目大幅度下降，直到使剩余重子“冻结”为止．根据这种假定可以比较准确地计算出最后重子及反重子数目与光子数目之比应为

$$\frac{n_B}{n_r} \simeq 10^{-18}, \tag{11.68}$$

这一计算结果和实际的观测结果（11.67）相差甚远，观测到的结果比这样算出来的重子数目多九个数量级．另外根据观察结果知道，当前宇宙物质中重子数目大大超过反重子数目，因为测量到的初级宇宙线粒子，大都是物质而不是反物质．我们相信目前宇宙中反重子与重子数目之比，平均小于 10^{-4}．

宇宙大爆炸理论对这两种现象的看法是：当宇宙年龄接近 10^{-36}s 时，各种相互作用的反应率开始超过宇宙膨胀率而进入了热平衡状态，参与热平衡的有强子、轻子、光子以及大统一理论假设的 x、y 等粒子．根据 CPT 守恒原理，这些参与热平衡的粒子其重子数和反重子数是严格相等的．在宇宙温度下降，脱离了这种热平衡状态后，这些粒子将进行衰变，湮灭等转化过程．如果这时存在有某种重子数不守恒（$\Delta B \neq 0$）的过程，而且有一些过程违反 CP 守恒要求，例如 x、$\bar{x}$ 等粒子衰变，具有类似中性 K 介子衰变时存在的那种 CP 破坏情况，那么就会造成重子数和反重子数的不对称．假定 $x\bar{x}$ 衰变结果使重子数比反重子数略多 10^{-9}，接着相同数目的正反重子湮灭成介子、光子、轻子，而剩下未湮灭的 10^{-9} 重子，变成了今天的宇宙物质．这就解释了目前宇宙中正反重子数的不对称性及重子数与光子数之比约为 10^{-9}，两个实验事实．这是苏联科学家萨哈罗夫提出的理论．

（ii）宇宙中 ^{4}He 的丰度约为28%

大爆炸理论对这个问题的解释是，当宇宙年龄在 10^{-2}s，宇宙温度约为 10^{11}K，粒子平均动能约 1MeV 时，宇宙中的基本粒子是 n，p，e^+，e^-，ν_e，$\tilde{\nu}_e$，ν_μ，$\tilde{\nu}_\mu$，γ……，这些粒子在电磁作用和弱作用下处于一种热平衡状态，各种粒子的密度是不同的．假设粒子能量为玻尔兹曼分布，当温度降到 10^{10}K 时，$n \to p + e^- + \tilde{\nu}_e$ 过程已不可逆，这时靠弱、电相互作用维持的热平衡开始破坏．当温度再下降到 10^9K（~ 0.1MeV）时，质子和中子之间的核力，可以使它们形成原子核 ^{2}He，^{3}He 以至 ^{4}He．在冻结温度 T_f（$\simeq 10^{10}$K）时，

中子质子数目之比应为

$$\frac{N_n}{N_p} = e^{-(m_n - m_p)/KT_f} \simeq \frac{1}{5}. \tag{11.69}$$

如果这时的中子全部结合成 ^{4}He，有的理论可以算出宇宙中 ^{4}He 的丰度 $\left(\simeq \frac{2N_n}{N_n + N_p} = \frac{2N_n/N_p}{1 + N_n/N_p}\right)$ 应为 33%．但考虑到从冻结温度 T_f 开始到全部形成 ^{4}He 的期间，有一部分中子会衰变成质子，则实际宇宙中 ^{4}He 的丰度约为 28% 是可以理解的．

3. 大爆炸理论还能论证宇宙中存在中微子质量和种类的限度．中微子如果有质量也不会很大（$<$ 1MeV），因而在大爆炸后热平衡（$\sim 10^{10}$K）中产生的中微子数目应和光子的数目相仿，那么现在宇宙中微子数目也应比重子数目多 10^9 倍．因而即使单个中微子的质量只有几个电子伏，中微子在宇宙中的质量密度也要超过其它物质的质量密度，因此势必影响宇宙的膨胀．如果中微子质量高到 100eV，则由它引起的宇宙膨胀减速结果和观察到的现象将不能符合．通过现在宇宙膨胀和宇宙年龄可以估计出中微子的质量限制约小于几十电子伏．上面提到宇宙中 ^{4}He 的丰度和其形成时间有关，也即和核聚变时期内的轻粒子种类数有关．可以估算，多一种味道的中微子，可能会增加约 1% ^{4}He 核的丰度．这种分析给出中微子的味道数(大概也是层子的味道数)不会多于四种，不会像某些人估计的这种数目很大．近期 CERN 的 Z^0 实验结果也支持这一结论．

在丰富多采的宇宙现象中，大爆炸理论还可以解释不少问题，对宇宙的形成、演化和发展提出了一些有力的论点．但目前也仍然存在有不同看法，这一理论的正确性还有待于更多的实践来检验．

11.3.3 宇宙线

地球上空每秒每平方厘米大约通过一个来自外层空间的高能粒子，称为宇宙线，这是赫斯 (Victor Hess) 等人 1912 年从实验上

确认的，其强度随海拔升高而增加，到约 15km 高度处达到极大值，然后下降．如图 11.23 所示．到达地球表面的宇宙线成分，包括原子核、核子、介子、超子、电子、正电子、光子和中微子等，其中一些是宇宙空间中的高能粒子（初级宇宙线）进入大气层后产生的次级粒子．例如，一个极高能量的宇宙线质子，打到地球大气层

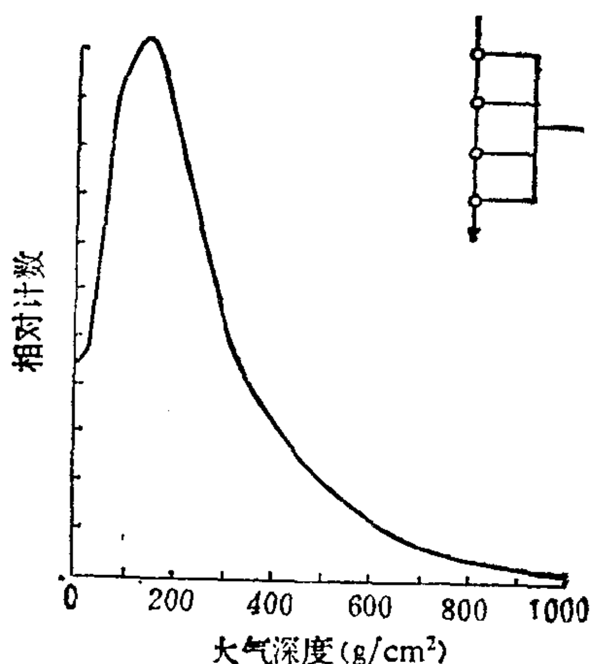


图 11.23　大气中宇宙线垂直强度与大气深度关系曲线，（是用四重符合方法测量的）

中，可能与氧或氮核相互作用产生大量强子，其中 π 子占多数，也有少量的反核子、K 子及超子．这些次级强子还能够和氧核及氮核再次发生作用，初、次级粒子与空气原子核作用的结果形成核级联过程．不稳定的强子通过弱衰变产生电子、μ 子和中微子，π^0 介子衰变成两个 γ 光子，光子可以产生正负电子偶，μ 子也能衰变成电子．高能电子和光子与空气原子发生电磁作用可以产生强大的电磁级联簇射，超高能质子或核引起的核级联和电磁级联的总和构成了广延大气簇射（简称 EAS）．簇射发展到最大时，粒子数目可达 $10^4 \sim 10^9$ 以上，它们的分布范围到地球表面时，直径可达几十米到几公里．至今为止，研究广延大气簇射仍是研究超高能（$> 10^{17}$eV）相互作用和超高能初级宇宙线性质的唯一途径．

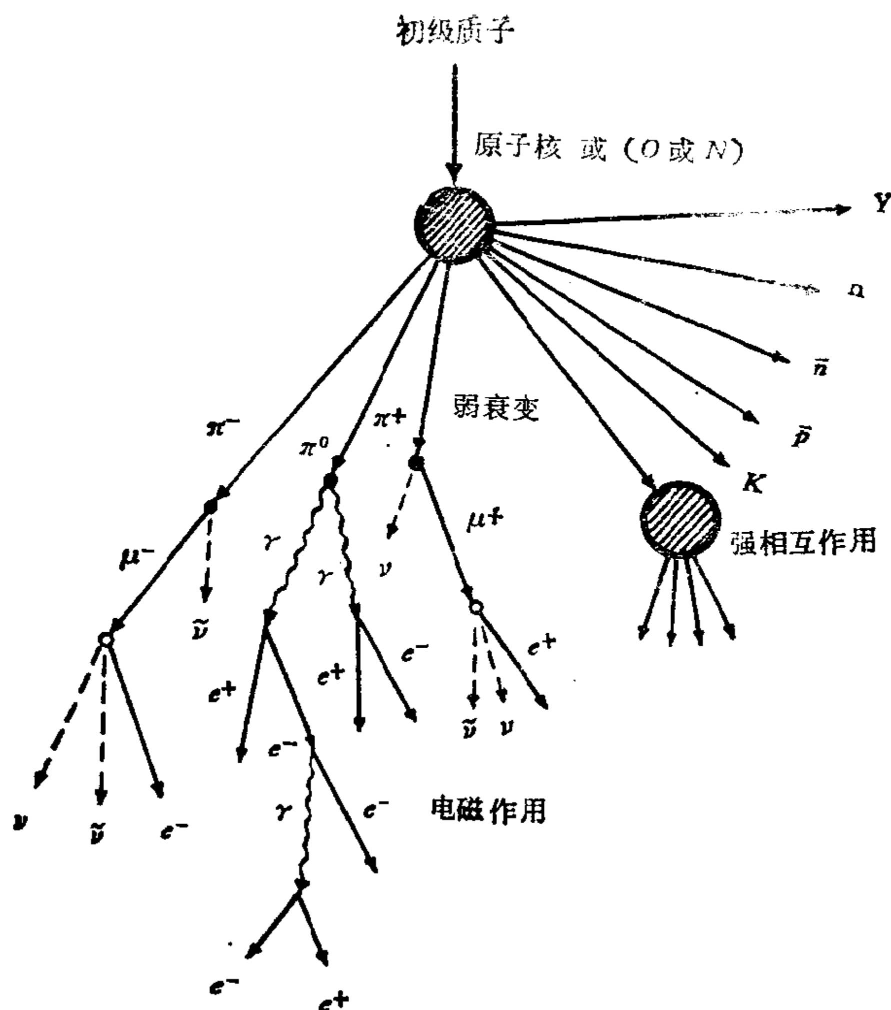


图 11.24　一个高能质子入射到大气顶层后产生的级联簇射

1. 通过在地面、高山、地下等处的长期观测，并利用气球、火箭和人造卫星等将仪器带到高空进行实验，结果表明近地空间宇宙线有以下特点.

(i) 初级宇宙线的成分，主要是质子，其次为 α 粒子，其它原子核直到铀核，在宇宙线中均有，但为数不多. 图 11.25 给出初级宇宙线的原子核组成成分，为了比较同时也给出由太阳大气层及陨石等成分分析中得到的宇宙物质丰度分布. 由图 11.25 可以看到：(a) 宇宙线中 Li、Be 和 B 等元素比宇宙物质中这些元素的丰度约多几万倍，近铁元素（$Z = 19 - 25$）的丰度也显著的高. (b) 宇宙线中 $^3He/^4He$ 比宇宙物质中的这一比值约大 300 倍. (c) 在同一能区中电子的数目约为原子核数目的百分之一. 正电子约占电子成分的 10%.

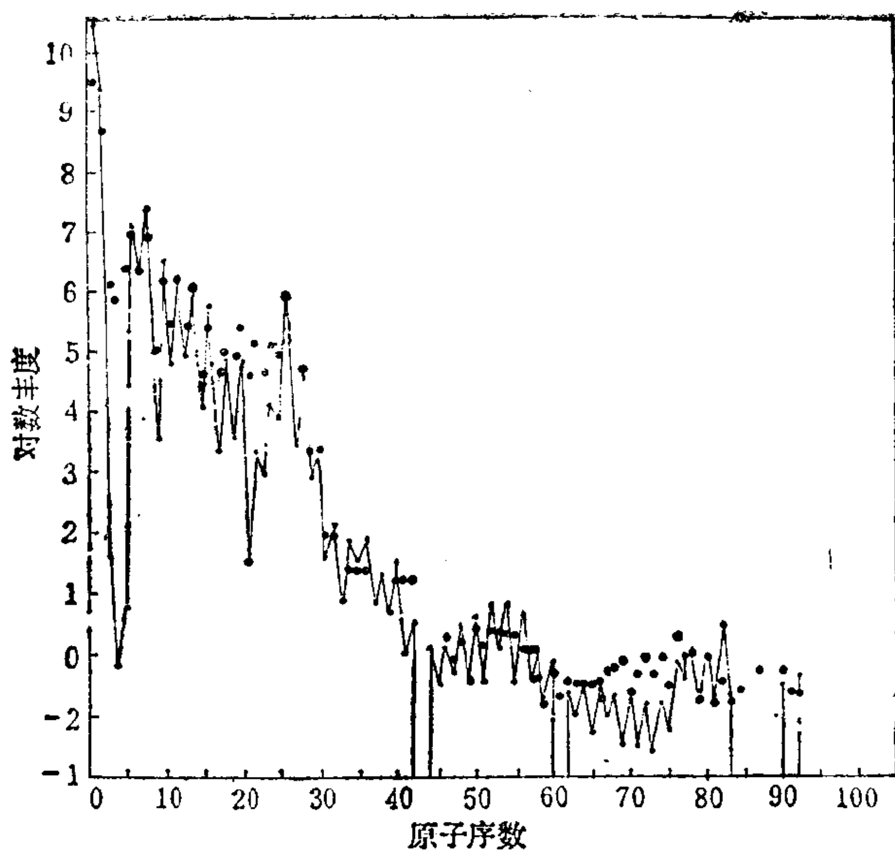


图 11.25　宇宙线中原子核的组成成分，在图中以●表示．为了对比，同时给出宇宙物质的组成成分，在图中以·表示．

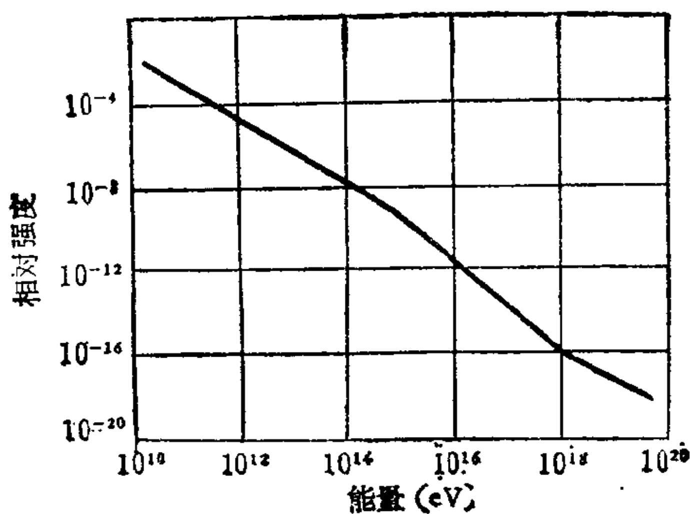


图 11.26　初级宇宙线核成分能谱

(ii) 宇宙线粒子能谱

初级宇宙线粒子能谱分布极广，看到的最高能量粒子达 10^{21} eV．在 10^{9}—10^{20}eV 区间宇宙线粒子能谱如图 11.26 所示．除极低

能量部分外，微分能谱可用下式描写：

$$I[E(\mathrm{eV})] \propto E^{-2.6}, \tag{11.70}$$

$I(E)$ 为具有能量 E 的核成分强度． 实际上在 10^{15}eV—10^{18}eV 区间，能谱曲线更陡一些 ($I(E) \propto E^{-3.2}$)，这可能和宇宙线产生机制有关．

在银河系中宇宙线的能量密度大约 1eV/cm^3(~ 10^{-12} erg/cm^3)． 和银河系中磁场或星际空间气体不规则运动能量密度的数量级相同．

(iii) 能量在 10^{11}—10^{16}eV 之间的宇宙线粒子是高度各向同性的．能量大于 2×10^{17}eV 的宇宙线，才表现出明显的 (>1%) 各向异性．在银河系中心方向来的宇宙线粒子可能比平均值多 1%，但还未肯定．

(iv) 从月岩及碛石的原子核丰度等分析知道，宇宙线强度在过去约 10^9 年中基本没变．

2．宇宙线的起源问题是现代天体物理中需要解决的中心问题之一． 它要说明宇宙线是从哪里来的？如何产生？如何获得这样高的能量和能谱分布？有人估算在银河系中宇宙线粒子的产生率约为 10^{43} 个/s． 其总能量的数量级约达 10^{49}erg/ 年，这样多的粒子和能量的来源必然和宇宙空间中发生的某些天体物理过程相联系，和天体演化有关．

目前，对宇宙线起源的问题，有人认为是银河系内超新星等爆发过程引起的，也有人认为是从河外星系发源的，实际上可能两种因素都起作用．银河系是一个圆盘型的复杂星系，由各种类型的恒星、双星、星团、星云等组成，像太阳那样的星体约有 10^{11} 个． 银河系的形状像个铁饼，直径大约 10 万光年 (~ 10^{23}cm)，中心厚度大约 2 万光年．它的成员围绕着通过圆盘(称银盘)的中心(称银心)，与圆盘的平面(称为银道面)垂直的轴旋转，大约两亿五千年转一周，轨道近似圆形，太阳位于离银河系中心约 3 万光年处． 银河系外存在着许多星系，目前人们观测到的星系已达十亿个，它们的大小和组成大都和银河系类似，称为河外星系． 目前用光学望远镜

和射电望远镜可能观测到的一部分宇宙，称为总星系，它的半径约为 100 多亿光年.

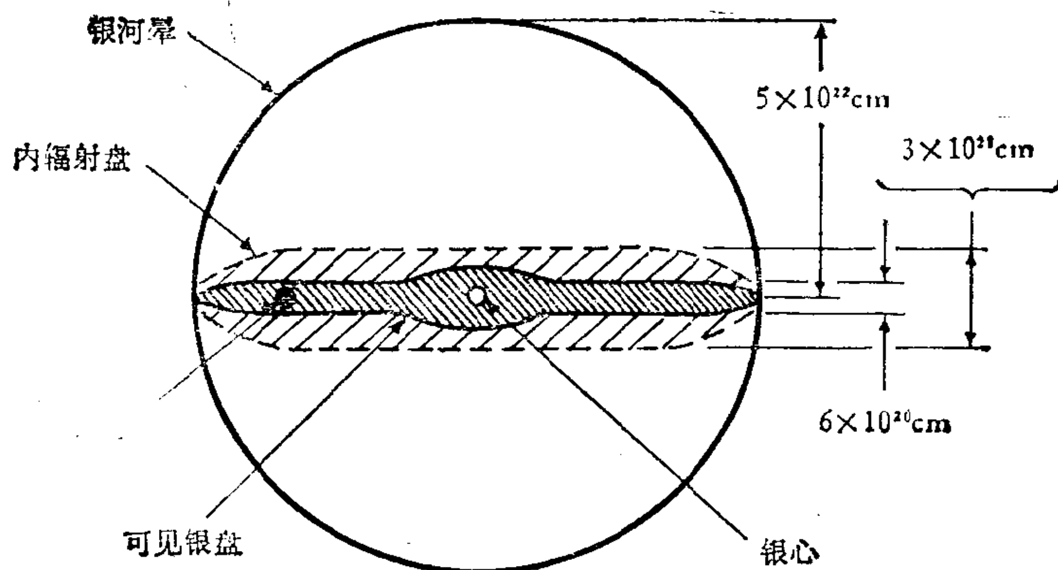


图 11.27　银河系截面图示

天文学中知道，有些恒星在较晚期演化阶段，会发生不同规模的爆发现象，其亮度突然变化，称为变星. 较小规模爆发的恒星，其亮度在两、三天内可增加 10^4—10^6 倍，然后逐渐减弱，称为新星，其爆发能量约 10^{45}erg，这大致是恒星表面层附近具有的能量. 整个恒星大规模的爆发称为超新星，它在几天之内亮度可以增加到原来的 10^7—10^8 倍，其爆发能量达到 10^{48}—10^{52}erg. 这是演化后恒星的中心核部分大致具有的能量. 有人认为大多数宇宙线粒子来自超新星. 银河系内超新星残迹多数分布在离银心约 1—2 万光年的地方，因此这种假设属于宇宙线银河系内起源的假设. 超新星残迹内有高速电子等带电粒子，在宇宙空间磁场中应产生同步辐射，具有高度的偏振性. 实验上观测到了这种光辐射，支持了宇宙线超新星起源的假设. 但考虑到超新星产生高能粒子的各种可能机制，产生粒子的能量最高应是 10^{16}—10^{18}eV. 有的超新星残迹中有一个脉冲星，在它的自转轴和磁轴不重合时，会发射强大的低频电磁波，估计有可能将场中带电粒子加速到 10^{21}eV. 由于银河系的磁场平均强度约 10^{-6} 高斯，这种很弱的磁场不能把能量大于

10^{16} eV 的粒子贮存在银河系内，那末在近地空间宇宙线粒子应表现出各向异性．也可能 10^{16}eV 以下多数宇宙线粒子起源于河内超新星，但由于星际磁场改变它们的运动方向，形成了各向同性的结果．

γ 射线不受磁场偏转，可能对宇宙线起源提供重要信息．100 MeV左右的 γ 射线可能是宇宙线高能粒子和星际气体分子相碰撞时产生的 π^0 粒子衰变产物．因此宇宙空间的高能 γ 光子源附近可能就是产生宇宙射线粒子的地方．最近利用人造卫星观测到 1054 年超新星爆发残迹——蟹状星云和维拉超新星残迹处发出约 100 MeV的 γ 射线，说明这些地方产生着宇宙线．其他观测也表明，宇宙线的分布和银河系中超新星的分布很相似．在我们银河系中大约每 30 年出现一个超新星，由它可产生 10^{51}—$10^{52.5}$erg 能量，因而可以提供银河系内宇宙线粒子的平均能量——10^{49}erg/年．

是否能肯定宇宙线都起源于银河系内超新星爆发呢？问题还很复杂，我们知道河外星系中存在有很强的射电源，它们也可能是宇宙线的源泉．天文数据表明，有些星体具有强大的加速能力，宇宙线中 10^{17}eV 以上的超高能粒子产生大面积的广延大气簇射，这样高的能量，难以被银河系磁场束缚，从宇宙线粒子能谱看，在高能部分斜率改变，也可能说明这一点．但宇宙线粒子能谱分布是直接来自宇宙线源，还是宇宙空间中存在着和高能加速器相似的分级加速机制？还需要进一步研究．总之，宇宙线起源问题，到目前还没能很好地解决．

11.3.4 高能天体物理学

粒子物理和天体物理不仅在理论上存在着密切联系，而且使用的某些探测仪器和实验方法、技术也非常接近．早期的天文学主要利用光学望远镜．而近代射电天文技术的发展，使人类能够研究一百多亿光年远处太空中发出的无线电波．六十年代以后，高空科学气球和人造卫星、宇航技术的发展，以及粒子探测器性能的不断提高，使我们能通过电磁波的全部波段：射电、微波、红外

线、可见光、紫外辐射和直到X、γ射线的宇宙辐射，对宇宙空间各种天体、星际气体、宇宙尘埃、引力等进行研究。从而发展起来X射线天文学，γ射线高能天文学和中微子天文学等新兴分支学科。高能光子和中微子穿透性强，不受星际磁场影响，能更多地保留原初方向性，对研究远处和早期宇宙起源、结构和演化情况很有帮助。

1. X射线天文学

1949年开始用火箭在80km高空中接收到了太阳的X射线。1962年用火箭在230km高空中发现了蟹状星云等天体处有巨大功率源的X射线（$\sim 3\times10^{36}$ erg/s)。1970年美国宇航局发射了一颗专用于X射线观测的卫星，在它巡天的三年期间，发现了161个X射线源。1977年美国发射的《高能天文台》号系列卫星中，带有薄窗正比管、闪烁计数器阵列等仪器设备，在空中工作十八个月后，又发现了一千多个X射线源和一个可能的新黑洞，并发现了弥漫炽热等离子体存在的证据，这种气体约五亿度K.这些X射线源大多数集中在银道面上，也有的属于河外星系。有的X射线源有爆发现象(简称X爆)，在几秒或更短时间内，X射线辐射强度猛烈上升，持续几秒到几十分钟。有的还有准周期性。这种X爆可能仍然是双星X射线源发射的，只是存在某些具体机制，使它出现时断时续，或准周期性的情况。超新星遗迹、中子星等也可能以各种方式发射X射线。

2. γ射线天文学

γ射线能量高，吸收几率小，但本底大，其流量比宇宙线带电粒子束约弱四百倍，实验探测困难多。近十几年来γ射线天文学取得一些成果.例如，已经观测到来自银面、银心的γ射线，确认弥漫γ背景的存在，发现了约30个宇宙空间γ射线源，和上百个γ爆事例。γ射线爆是能量为keV—MeV的高能光子流在短时间(几十秒)内陡增的现象，它涉及很大的空间范围。例如，1979年3月5日的大γ爆被九个卫星观察到，根据每个卫星观测该事例的时间差别，判断这一γ爆大约来自大麦哲伦星云中的一个超新星遗

迹，其总能量可能高达 5×10^{44} erg. 目前对 γ 爆的来源、产生机制及能谱等特性，还没有较成熟的理论解释.

宇宙 γ 射线能谱测量，可提供宇宙物质成分和宇宙形成和演化过程的信息. 0.511MeV 谱线标志正负电子湮灭过程的存在. 由此可推断宇宙中正、负电子分布. 如果谱线是带电粒子在强磁场中辐射产生的，则可通过谱线测量对空间磁场强度分布作出估计. 近几年已观测到天鹅座 X-3 和船帆座 X-1 发射的 10^{15}eV 到 10^{16}eV 的超高能 γ 射线，这对于理解天体的演化和宇宙线的起源将具有重要的意义.

3. 超高能中微子天文学

宇宙空间存在着大量中微子，各种不同能量的空间中微子是各种不同天体演化过程的产物. 宇宙空间中超新星爆发过程，有大量物质向外抛射. 从超新星发射的高能质子流与星体云频繁碰撞，能够产生 π、K 介子. 这些介子衰变时形成高能中微子源，这些是属于不稳定天体演化过程形成的非弥散型高能中微子源. 此外太空中尚有高能中微子源.

由于中微子可以穿透非常致密的星体，由产生处径直来到地球上，而且与高能中微子密切相关的高能质子流又是不稳定天体内部过程的产物，因此高能中微子的观测对天体演化的研究十分重要. 大爆炸初期热平衡中也存在大量中微子，目前可能仍作为背景辐射而充满宇宙空间.

通过中微子研究天体物理的困难在于中微子与物质的作用截面太小，难于探测. 超高能中微子截面大一些，但到达地球上的这类中微子流强十分微弱，需要很长的观测时间.

目前，空间超高能中微子探测工作刚刚开始，有人准备在海水中进行，利用很厚的水层屏蔽其他粒子的干扰. 在深海中大范围(例如 1 立方公里)内按置探测器阵列，超高能中微子通过并产生作用后，可能形成级联簇射，电磁簇射在水中形成很强的切伦柯夫光，用探测器阵列中的大量光电倍增器收集这些光，转化成电信号后加以记录分析. 水下探测器也是一个良好的超高能中微子望远

镜，根据中微子产生的簇射轴的方向，应可判断入射中微子的方向，从而寻找宇宙空间中微子源的位置和其分布特点。

参 考 文 献

量子色动力学方面

[1] H. D. Politzer, Asymptotic Freedem: An Approach to Strong Interaction, *Phys. Rep.* **14C**, 129(1974).

[2] G. Altarelli, The Physics of Deep Inelastic Phenomenas, *Rivista Nuovo Cimento*, **4**, 335(1974).

[3] W. Marciano and H. Pagels, Quantum Chromodynamics, *Phys. Rep.* **36C**, 137(1978).

[4] D. J. Gross and F. Wilczek, About QCD, *Phys. Rev.* **D8**, 3633(1973); *Phys. mento*, **4**, 335(1974).

[5] 李政道，场论与粒子物理学(下册)，p23—42，科学出版社(1981).

大统一理论方面

[6] 戴元本，寻找强相互作用基本理论新尝试，高能物理，**3**，11(1979).

[7] H. Georgi, H. R. Ouinn and S. Weinberg, Hierarchy of Interaction in Unified Gauge Theories, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 451(1974).

[8] H. Georgi and S. L. Glashow, Unity of all Elementary-Particle forces, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 438(1974).

[9] A. J. Buras, J. Ellis, M. K. Gaillard, and D. V. Nanopoulos, Aspects of the Grand Unification of Strong, Weak and Electromagnetic Interactions, *Nucl. Phys.* **B135**, 66(1978).

[10] C. Jarlskog, F. J. Yndurain, Matter Instability in the SU(5) Unified Model of Strong, Weak and Electromagnetic Interactions, *Nucl. Phys.* **B149**, 29 (1979).

[11] J. Learned, F. Reines and A. Soni, Limits on Nonconservation of Baryon Number, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 907(1979).

[12] S. Weinberg, Recent Progress in Gauge Theories of the Weak, Electromagnetic and Strong Interactions, *Rev. Mod. Phys.* **46**, 255(1974).

[13] 杜东生，大统一规范理论，高能物理，2，1(1980).

[14] 陆昌国，质子衰变实验的一些现状，高能物理，**3**，5(1985).

[15] 宋孝同，相互作用与耦合常数，高能物理，**4**，17(1985).

[16] 汪容，谈谈粒子物理学的昨天，今天和明天，高能物理，**4**，1(1985).

实验高能物理方面

[17] E. C. Fowler, Neutrinos-78, Conference Peoceedings, Purdue University, (May 1978).

[18] M. L. Marshak, High Energy Physics with Polarized Beams and Targets, American Institute of Physics, New York (1976, 1977, 1978).

[19] P. Soding and G. Wolf, Experimental Evidence on QCD, *Ann. Rev. Nucl. Particle Sci.* **31**, 231(1981).
[20] Sau Lan Wu, e^+e^- Physics at PETRA——The first five years. *Phys. Rep.* **107**, Nos. 2—5(1984).
[21] J. E. Kim, P. Langacker, M. Levine, and H. H. William, A Theoretical and Experimental Review of Neutral Current, *Rev. Mod. Physics* **53**, 211(1981).
[22] E. D. Commins and P. H. Bueksbaum, Weak interactions of leptons and quarks, Cambridge University Press (1983).
[23] Francis Halzen and Alan D. Martin, Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics, John Wiley and Sons (1984).
[24] 唐孝威，杨保忠，高能正负电子物理,物理学进展，**4**，2，157(1984).
[25] MARK-J 合作组，高能正负电子对撞物理的最新实验结果——MARK-J实验总结，物理学进展,**4**，3，301(1984).
[26] 章乃森，正负电子对撞机谱仪，高能物理，**4**，10(1982).
[27] 王祝翔，高能 e^+e^- 作用的物理工作，高能物理，**4**，13(1982).
[28] 王兴林，极化核物理，自然杂志，**8**，3，178(1985).
[29] MARK-J 合作组，高能正负电子对撞物理的最后实验结果，物理学进展,**4**,3,301(1984).
朱永生，正负电子对撞物理中的双光子过程，物理学进展**6**，1，76 (1986).
[30] 刘连寿、蔡　勖，超高能重离子碰撞，高能物理，**4**,29(1982);**1**,15(1983).
[31] 冼鼎昌，粒子物理学展望，物理 **14**,8,456(1985).
[32] 朱重远，粒子物理近两年的进展，高能物理，**2**,4(1984).
[33] 郁忠强，未来的高能物理实验,高能物理，**1**,3(1985).

天体物理方面

[34] G. Gamov, Expanding Universe and the Origin of Elements, *Phys. Rev.* **70**, 572(1946).
[35] J. D. Barrow, The Baryon Asymmetry of the Universe, *Surveys in High Energy Phys.* 1, 182(1980).
[36] G. Steigman, Cosmology Confronts Particle Physics, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **29**, 313(1979).
[37] A. D. Dolgov and Ya. B. Zeldovich, Cosmology and Elementary Particles, *Rev. Mod. Phys.* **53**, 1(1981).
[38] J. Ellis, Grand Unified Theories in Cosmology, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, **A307**, 21(1982).
[39] S. Weinberg, The First Three Minutes, A Deutsch and Fontana, London (1977).
[40] Flouol William Steckeyr, Goddard Space Flight Center, Scientific and Technical Information office (1971).
[41] J. C. 佩克尔，E. 夏茨曼著，李珩译，普通天体物理学,科学出版社(1964).
[42] 林忠四郎、早川幸南主编，师华译，宇宙物理学，科学出版社 (1981).
[43] 林忠四郎编,佐滕文隆、蓬茨灵运、中野武宣著、赵南生,丁之平译，恒星的演化、诞生与衰亡,科学出版社(1983).
[44] I. 阿西摩夫著，何笑松、叶悦译,宇宙从天园地方到类星体,科学出版社(1984).
[45] G. B. 菲尔德，欧阳斑等译,宇宙演化,科学出版社(1985).

[46] E. H. 阿费雷特主编，李致森等译. 天体物理学，科学出版社 (1982).
[47] 尤峻汉，天体物理中的辐射机制，科学出版社 (1983).
[48] S. Chandrasekher, 论恒星，它们的演化和稳定性. 物理，**14**、10, 1(1985).
[49] 尹其丰，射电星系与类星体，自然杂志 **8**、9、624(1985).
[50] 朱志祥，太阳起源的一些新学说，自然杂志，**8**、3、201(1985).
[51] G. R. Burbidge, 果真有过大爆炸吗？现代物理学参考资料第三集 P. 97，葛荣寿译自《Nature》1971 年 9 月 3 日号，科学出版社 (1978).
[52] Ya. B. Zeldovich, 宇宙是核物理学与基本粒子物理学的热实验室，现代物理学参考资料，第一集 P. 105，科学出版社 (1976).
[53] 勾亮、时维春、郝春，粒子物理和宇宙学，高能物理，**4**、2 (1983).
[54] 方励之，粒子和反粒子的宇宙不对称的起源. 高能物理 **2**、6 (1981).
[55] 卞毓麟，开辟鸿蒙，高能物理，**2**、1 (1981); **3**,7 (1981).
[56] 彭秋和，卞毓麟，寿终正寝的星球，高能物理，**4**、2 (1984); **1**,6 (1985); **2**.16 (1985); **3**, 14 (1985).
[57] 张端明，大宇宙和小宇宙，高能物理，**4**, 4 (1985); **1**, 9 (1986).

第十二章　同步辐射及其它应用

历史经验证明，基础科学最前沿的突破往往导致重大的技术革新，甚至是技术革命．一百多年前建立的近代电磁学理论，在生产力的发展中引起了一次巨大的革命，使人类社会进入电气化的时代．十九世纪末二十世纪初，由于原子理论和原子核理论的相继创立，现代化学、激光、半导体、低温、超导体、微电子学、核能以及核技术应用等都先后发展起来了，对生产力的影响也是革命性的，由此开始了原子能时代．高能物理是当前物质结构研究的最前沿，研究粒子、层子甚至亚层子等层次的结构，及物质间相互作用的基本性质，了解和掌握更基本的运动规律，无疑将对生产力的发展产生更为深刻的影响．

当然，从基础学科理论研究到实际社会应用之间需要一段相当长的历史过程．粒子物理学发展只不过五十多年，理论本身尚不成熟，但现有知识已经陆续地在不少领域获得了有意义的社会应用．

首先应该提到的是同步辐射的应用．同步辐射属于低能光子，是电磁相互作用的媒介子，在研究分子、原子等那些主要靠电磁作用结合的物质层次时，低能光子是理想的探针．同步辐射的光源和探测设备都和粒子物理实验技术密切相关．同步辐射应用研究工作是从国际上一些高能物理实验室发展出来的，也可以说同步辐射是和粒子物理学相伴生的一门新兴应用学科，它综合性强、应用面广，近年来发展十分迅猛，已经在科学技术界受到极大重视．这里我们着重介绍其原理，主要实验设备，典型研究方法和应用举例．

本章最后一节将介绍粒子物理学的其它应用，如带电粒子和中子束流在其它学科及工、农、医学等方面的应用举例．

另外，高能物理本身的发展，无论巨型加速器或探测器的建造，都需要多种尖端技术以保证其不断提高的速度、精度、灵敏度、

稳定性和可靠性等要求，这就需要多种学科及工业的支援. 例如对冶金、电子、半导体、计算机、超导体、激光技术和精密机械和材料科学提出的种种新的要求，实际上会推动这些科学技术的发展，从而促进了社会经济的发展.

§12.1 同步辐射研究概述

12.1.1 同步辐射研究的历史发展

相对论性电子束在同步加速器磁场(或一般磁场)中运动时产生的电磁辐射称为同步加速器辐射 (Synchrotron Radiation)，简称同步辐射. 带电粒子运动产生电磁辐射的问题，在电动力学发展过程中早就有所研究. 二十世纪初，A. Lienard, G. A. Schott, W. W. Jassinsky 等人即开始从理论上研究作圆周运动的电荷的辐射问题. 二十世纪四十年代，D. Ivanenko, I. Pomeranchuk, L. Arzimovitch 和朱洪元等人对这一问题进行了仔细的计算. A. A. sokolov 等人完成了综合性的理论处理，能够对同步辐射的强度、光谱、角分布和偏振度等作出精确计算. 在实际工作中一般可以不考虑某些量子力学效应，J. D. Jackson 的《经典电动力学》一书[3]对此作了仔细论述.

1947 年，美国通用电气公司在 70MeV 电子同步加速器上开始进行了同步辐射特性的实验研究. 五十年代中，苏联列别捷夫研究所 250MeV 电子同步加速器，美国康奈尔大学 30MeV电子同步加速器和美国国家标准局 (NBS)的 180MeV 电子同步加速器，以及六十年代中期德国 DESY 实验室 6GeV 电子同步加速器，都分别陆续地进行了实验研究，结果证实了同步辐射理论计算是完全正确的，为同步辐射应用研究工作的开展提供了经验和数据. 此后国际上更多的电子同步加速器被用来开展同步辐射研究工作，有些是为了解决电子加速器辐射损失对进一步提高束流能量造成的障碍而进行的，但那时大多数电子加速器的主要工作仍在高能物理方面.

1968 年，美国威斯康星大学的 240MeV 电子储存环（Tantalus）开始作为同步辐射专用加速器开展应用研究工作．虽然这台储存环只能提供真空紫外（VUV）到红外范围的光输出，但已表明，储存环作为同步辐射光源，具有电子束寿命长、光强稳定、光谱恒定等特点，是比同步加速器更为理想的光源．接着（1971 年），法国奥赛 540MeV ACO 环，苏联新西伯利亚的 VEPP-2M（650MeV）环，相继开始了同步辐射计划，并将光子能量扩充到 X 射线能区．

1972 年美国 SLAC 建成 SPEAR，其对撞能量为 2 × 2.5GeV．1974 年建成同步辐射实验室（SSRL），开始时有 5 个实验站各配备一台单色仪，为很多用户提供光束线，光子能量由 150eV 到 40 keV．随后西德 DESY 建成 2 × 3.5GeV 的 DORIS 对撞机，苏联新西伯利亚建成 2 × 2.2GeV 的 VEPP-3 对撞机，在进行高能物理实验的同时，都兼作同步光源使用．1977 年寄生的同步辐射工作，也在 1.8GeV 的法国 DCI 储存环上开始，到目前为止，国际上专用和兼用的同步辐射装置约有 30 台，另外约有 10 台同步辐射装置正在建设之中．表 12.1，12.2 给出这些同步光源的基本情况．

鉴于同步辐射应用研究在广阔的科技领域和国民经济中的重要意义，我国政府 1978 年决定在中国科技大学（合肥）筹建第一个国家同步辐射实验室，建造一台 800MeV 的同步辐射专用电子储存环．1982 年我国政府批准在北京高能物理研究所筹建一台 2× 2.2GeV 正负电子对撞机（BEPC）．在这台加速器上既准备进行高能粒子物理实验，也安排开展同步辐射应用研究．可以期望，近年内在我国将会开始具有一定规模的同步辐射应用研究工作．

12.1.2 同步辐射的基本性质

1. 同步辐射的特点

图 12.1 给出 GeV 级电子储存环提供的同步辐射示意图，这种光辐射具有以下特点：

(i) 频谱宽：GeV 级的电子储存环提供的同步辐射是连续

表 12.1　目前国际上

国家	地点	名称
美国	Stanford	SPEAR
	Stanford	PEP
	Stcughton Wisconsin	ALADDIN
	Stcughton Wisconsin	TANTALUS-I
	Washington. D. C.	SURF-II
	Upton	NSLS
	Upton	NSLS
	Cornell	CESR
苏联	Moscow	FIAN, C-60
	Moscow	FIAN, PAHRA
	Yerevan	ARUS
	Tomsk	SIRIUS
	Novosibirsk	VEPP-2M
	Novosibirsk	VEPP-3
	Novosibirsk	VEPP-4
	Moscow	Sibirsk-I
	Moscow	Sibirsk-II
西德	Braunchweig	PTB
	Bonn	BONN II
	Bonn	BONN I
	Hamburg.	DESY
	Hamburg	DORIS
	Hamburg	PETRA
	West Berlin	BESSY
日本	Tokyo	INS-SOR
	Tokyo	INS—SORII
	Tsukuba (筑波)	Photon-Fac.
	Tsukuba	ETL
法国	Orsay	ACO
	Orsay	DCI
瑞典	Lund	LUSY
英国	Daresburg	SRS
意大利	Frascati	ADONE

主要的同步辐射装置

类型	流强 (mA)	电子能量 (GeV)	特征能量 (KeV)	附注
储存环	100	40	11.2	兼用型(50%专用)
储存环	50	15	15.2	寄生型
储存环	500	1.0	1.07	专用型
储存环	200	0.24	0.048	专用型
储存环	25	0.24	0.037	专用型
储存环	500	2.5	4.16	专用型
储存环	500	0.70	0.40	专用型
储存环	100	8.0	35.0	寄生型
同步加速器	10	0.68	0.35	
同步加速器	100	1.3	1.22	
同步加速器	20	6.0	16.78	
同步加速器	20	1.36	0.88	
储存环	40—100	0.67	0.54	兼用型
储存环	80—500	2.25	4.2	兼用型
储存环	15—30	4.6—5.1	15	寄生型
储存环	100	0.45	0.2	专用型
储存环	100—300	2.5	1.7—7	专用型
同步加速器	150	0.14	0.01	
同步加速器	30	0.5	0.16	
同步加速器	30	2.5	4.53	
同步加速器	10—30	7.5	25.5	
储存环	50	5	22.9	兼用型(30%专用)
储存环	50	15	39.0	寄生型
储存环	500	0.8	0.63	专用型
同步加速器	30	1.3	1.22	
储存环	100	0.3	0.54	专用型
储存环	500	2.5	4.16	专用型
储存环	100	0.6	0.32	专用型
储存环	100	0.54	0.32	专用型
储存环	500	1.8	3.63	兼用型
同步加速器	40	1.2	1.06	
储存环	500	2	3.2	专用型
储存环	60	1.5	1.5	兼用型

表 12.2 国际上目前计划中的同步辐射装置

国家	地点	储存环名称	电子能量(GeV)	流强(mA)	特征能量(keV)	附注
中国	合肥		0.8	100—300	0.511	专用型
	新竹	TAISY	1.0	500	0.8	专用型
	北京	BEPC	2.8	66—150	4.7	兼用型
美国	Berkeley	ALS	1.3			全增频磁铁及聚频磁铁
	Stanford		1—2			30 个增频磁铁及聚频磁铁
	Stanford		5—6			
欧洲		ESRF	5.0	565	22.9	全增频磁铁及聚频磁铁
法国	Orsay	SUPER ACO(LURE)	0.8	540	0.511	兼用型
印度	Poona		0.7		0.4	
日本	冈崎	UV-SOR	0.6	500	0.22	85 年已建成
	筑波	UV-photon-Fac.	1.0			
荷兰	Amsterdam	PAMPUS	1.5	0.1—1	1.78	

谱，其范围从硬X射线到远红外（10^{-1}Å—10^4Å）波段，可用单色器选频、扫描，进行系统的研究工作。

(ii) 强度高：GeV 级电子储存环发射同步光的总功率约几十千瓦，比一般X光机提供的X射线强三至六个数量级。

(iii) 方向性强：GeV 级电子储存环辐射出来的同步光，沿电子前进方向的垂直张角（ϕ）小于 1mrad，因此既使离发光点几十米远，仍可获得很高的光通量。

(iv) 偏振度高：在电子轨道平面内，同步辐射是百分之百的线偏振光，在轨道平面上下，出现垂直偏振分量，是椭圆偏振光。在全部辐射中，水平偏振度约占 75%。

(v) 脉冲时间结构：GeV 级电子储存环提供的同步光脉冲，其宽度一般在 0.1—1ns 量级。两个脉冲之间的间隔（周期）在单束团工作时，约为微秒量级；在多束团工作时，视束团个数来定，

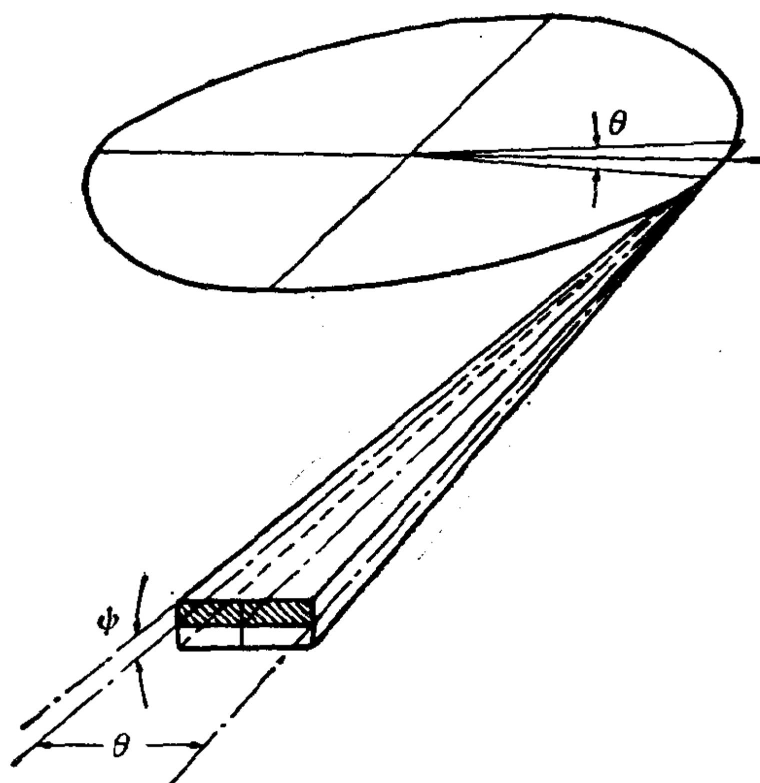


图 12.1 同步辐射的垂直张角ψ和水平张角θ

一般在几毫微秒到几百毫微秒范围内可调.

(vi) 稳定性好、洁净度高: 储存环中电子束寿命约 10 小时左右,同步光强度稳定. 而且储存环在超高真空下工作,因此光源不会受到其它物质的干扰和吸收,背景十分干净.

(vii) 可计算性: 同步辐射的强度、角分布、及能谱分布都可以精确计算,与实验结果符合得很好,因此可以作为标准光源, 用以进行辐射计量方面的工作.

这些特性的任何一点都可以使同步辐射成为一种重要的实验工具,而所有这些特点结合起来,它的用途就更为宽广了, 作为一种优异光源,同步辐射一直受到多种学科和尖端技术的欢迎.

2. 单电子轨道方程

我们先考虑电子之间辐射互不相干的情况, 因此N个电子的辐射强度,就等于单个电子辐射的N倍. 在电动力学书籍中,可以查到描写同步辐射发射的基本方程式, 一个电子在任一轨道 $\mathbf{r}(t)$ 以速度 $\mathbf{v}$ 运动时,单位时间的辐射能量[即功率 I] 为

$$I = \frac{2e^2}{3m_e^2c^2}\left[\left(\frac{d\mathbf{p}}{d\tau}\right)^2 - \frac{1}{c^2}\left(\frac{dE}{d\tau}\right)^2\right], \tag{12.1}$$

其中 $\mathbf{p} = \gamma m_e \mathbf{v}$ 为电子动量，$E = \gamma m_e c^2$ 为电子能量，e 为电子电荷，m_e 为电子质量，c 为光速，

$$d\tau = \frac{dt}{\gamma}.$$

在单个电子沿圆周作等速运动时，12.1 式括号中的第二项为零. 这时在波长 ($d\lambda$) 和方位角 ($d\psi$) 范围内，电子辐射的功率 $I(\lambda\psi)$ 为

$$I(\lambda\psi) = \frac{27}{3\alpha\pi^3}\frac{e^2c}{\rho^2}\left(\frac{\lambda_c}{\lambda}\right)^4\gamma^8[1+(\gamma\psi)^2]^2\left\{k_{2/3}^2(\xi) + \frac{(\gamma\psi)^2}{1+(\gamma\psi)^2}k_{1/3}^2(\xi)\right\}\frac{\text{erg}}{\text{s. 电子}}, \tag{12.2}$$

其中

$$\lambda_c = \frac{4\pi\rho}{3}\gamma^{-3} \tag{12.3}$$

为临界波长，

$$\xi = \frac{\lambda_c}{2\lambda}[1+(\gamma\psi)^2]^{3/2}, \tag{12.3'}$$

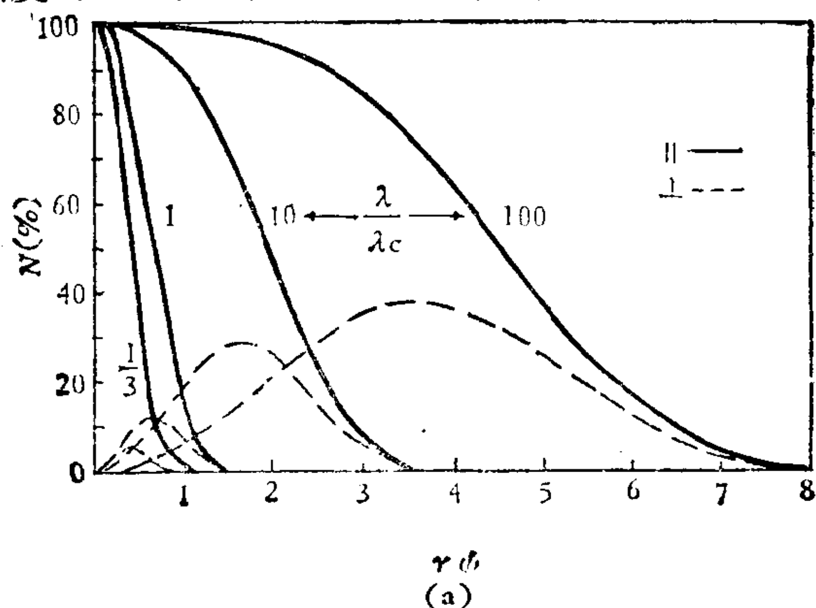
$$\gamma = \frac{E}{mc^2},$$

ρ 为曲率半径，$k_{1/3}$ 和 $k_{2/3}$ 为第二类修正贝赛尔函数.

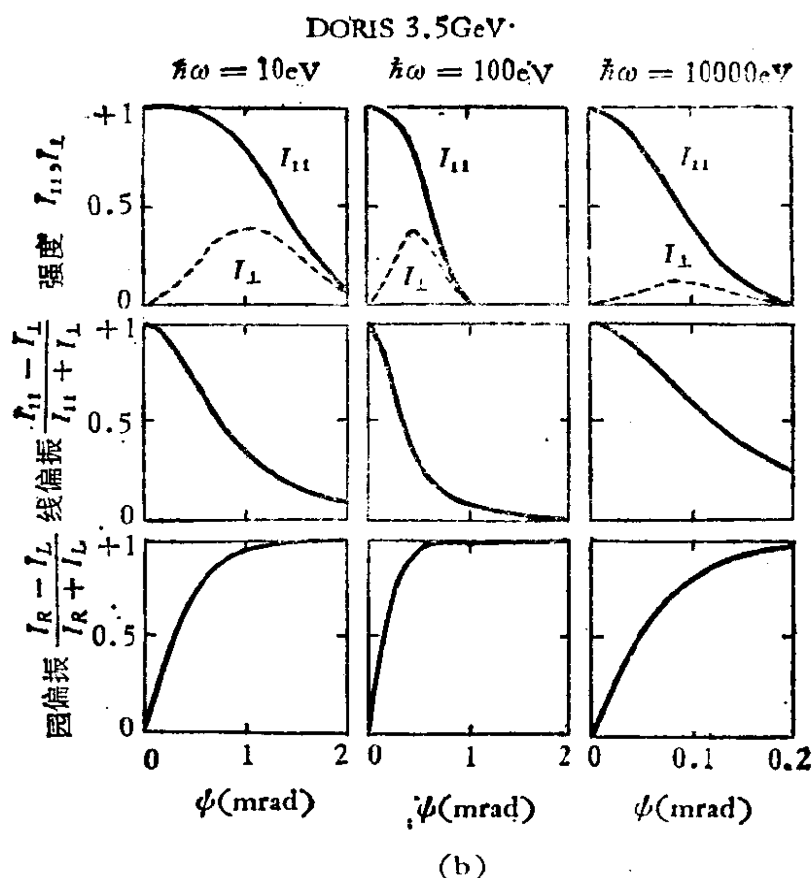
同步辐射主要以电矢量平行于电子加速度矢量的方式偏振，平行于轨道平面分量 ($I_{\parallel}$) 的强度由公式 12.2 中最后一个括号内的第一项给出；偏振的垂直分量强度 ($I_{\perp}$) 则由其第二项给出. 在电子运动方向的平面内，辐射有 100% 的偏振度，其电矢量在瞬时轨道平面内. 对所有角度和所有波长积分后，其偏振度在轨道平面内约为 75%，但是在多电子存在的情况下，轨道各点上非相干的垂直或径向电子感应加速器 (betatron) 振荡，导致电子束在轨道的每一个点上有一个角度范围. 这种角发散度使偏振度减少. 在中心平面之外存在有椭圆偏振，由于偏振分量与垂直分量之间的

相位差总是 90°，因此偏振椭圆的一个轴总是位于轨道平面内.

图 12.2(a) 中概括了对于不同波长，单个电子的平行偏振和垂直偏振的强度与 $\gamma\psi$(ψ 为垂直发射角)的关系. 从图 12.2(a) 可



(a)



(b)

图 12.2 (a) 偏振的平行分量和垂直分量随垂直张角的分布 (b) DORIS 3.5GeV 储存环同步辐射偏振情况(平行、垂直于轨道平面及线偏振，圆偏振度与垂直张角 ψ 的关系)

见，只有当 $\lambda \simeq \lambda_c$ 时张角近似为 γ^{-1}. 当波长较短时它变的更小，而波长较长时，它变的很大.

如果我们定义线性偏振度为 $\mathbf{P}_L$，则

$$\mathbf{P}_L = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}} = \frac{k_{2/3}^2(\xi) - \dfrac{(\gamma\phi)^2}{1+(\gamma\phi)^2} k_{1/3}^2(\xi)}{k_{2/3}^2(\xi) + \dfrac{(\gamma\phi)^2}{1+(\gamma\phi)^2} k_{1/3}^2(\xi)}. \quad (12.4)$$

图 12.2(b) 中给出 DORIS 储存环同步辐射的 $I_{\parallel}$、$I_{\perp}$ 和 $\mathbf{P}_L$ 等偏振情况. 由于电矢量的两个分量相互间具有确定的相角关系，$+\pi/2$ 或 $-\pi/2$，分别在轨道平面之上或之下，我们可以计算圆偏振度 $\mathbf{P}_c$，我们将椭圆偏振度，分解成右旋或左旋波，其强度分别为 I_R 和 I_L. 圆偏振度为

$$\mathbf{P}_c = \frac{I_R - I_L}{I_R + I_L} = \pm \frac{\sqrt{I_{\parallel} + I_{\perp}}}{I_{\parallel} + I_{\perp}}, \quad (12.5)$$

其中正负号分别对应于 $\phi > 0$ 或 $\phi < 0$ 的情况.

可以将公式 (12.2) 对垂直张角 ϕ 积分，得到单个电子每秒钟在单位波长范围内的总发射功率，

$$I(\lambda) = \frac{3^{5/2}}{16\pi^2} \frac{e^2 c}{\rho^3} \gamma^7 \left(\frac{\lambda_c}{\lambda}\right)^3 \int_{\lambda_c/\lambda}^{\infty} k_{5/3}(\eta) d\eta, \quad (12.6)$$

其中 $k_{5/3}$ 是另一种第二类贝赛尔函数，(12.6) 式只与 $y = \lambda_c/\lambda$ 及加速器参量 R 和 E 有关. 附表 IV 给出各种贝赛尔函数及其积分. Green 对这一函数进行了具体计算，他采用了以下符号：

$$G_0(y) = \int_y^{\infty} k_{5/3}(\eta) d\eta \qquad G_i(y) = y^i G_0(y),$$

$$H_0(y, 0) = k_{2/3}^2(y/2) \qquad H_i(y, 0) = y^i H_0(y),$$

$$\gamma = E/m_e c^2 = 1.957 \times 10^3 E(\text{GeV}), \quad (12.7)$$

$$B\rho = 1704\gamma \text{Gcm} = 33.35 E(\text{GeV})\text{kGm}, \quad (12.8)$$

$$\varepsilon(\text{keV}) = 12.398/\lambda(\text{Å}), \quad (12.9)$$

$$K = \Delta\lambda/\lambda = \Delta\varepsilon/\varepsilon. \quad (12.10)$$

Green 利用这些符号，提供了包括下列各式在内的功率、频谱和角分布等多种函数：

对全部垂直张角 ϕ:

$$P(\lambda) = 1.421 \times 10^{-19} \frac{\gamma^7}{\rho^2} G_3(y) \frac{\text{尔格}}{\text{Å mA}(\text{mrad}\theta)\cdot\text{s}}, \quad (12.11)$$

$$N(\lambda) = 2.998 \times 10^{-1} \frac{\gamma^4}{\rho} G_2(y) \frac{\text{光子}}{\text{Å mA}\ (\text{mrad}\theta)\cdot\text{s}}, \quad (12.12)$$

$$N_k(\lambda) = 1.256 \times 10^{10} \text{k}\gamma G_1(y) \frac{\text{光子}}{(\text{k}\lambda)\text{mA}\ (\text{mrad}\theta)\cdot\text{s}}, \quad (12.13)$$

$$N_{\Delta\varepsilon}(\lambda) = 4.24 \times 10^{16} \frac{\rho}{\gamma^2} G_0(y)$$

$$= 1.013 \times 10^6 \gamma\lambda_c G_0(y) \frac{\text{光子}}{\text{eV}\cdot\text{mA}(\text{mrad}\theta)\cdot\text{s}}, \quad (12.14)$$

在 $\phi = 0$ 处:

$$P(\lambda, 0) = 3.918 \times 10^{-23} \frac{\gamma^8}{\rho^3} H_4(y, 0)$$

$$\times \frac{\text{尔格}}{\text{Å}\cdot\text{mA}(\text{mrad}\vartheta)(\text{mrad}\phi)\cdot\text{s}}, \quad (12.15)$$

$$N(\lambda, 0) = 8.263 \times 10^{-5} \frac{\gamma^5}{\rho} H_3(y, 0)$$

$$\times \frac{\text{光子}}{\text{Å mA}\ (\text{mrad}\theta)\ (\text{mrad}\phi)\cdot\text{s}}, \quad (12.16)$$

$$N_k(\lambda, 0) = 3.46 \times 10^6 K\gamma^2 H_2(y, 0)$$

$$\times \frac{\text{光子}}{(k\lambda)\cdot\text{mA}(\text{mrad}\theta)(\text{mrad}\phi)\cdot\text{s}}, \quad (12.17)$$

$$N_{\Delta\varepsilon}(\lambda, 0) = 1.169 \times 10^{13} \frac{\rho}{\gamma} H_1(y, 0)$$

$$\times \frac{\text{光子}}{\text{eV}\cdot\text{mA}(\text{mrad}\theta)\ (\text{mrad}\phi)\cdot\text{s}}, \quad (12.18)$$

$$N_{\Delta\varepsilon}(\varepsilon, 0) = 3.951 \times 10^{19} \frac{\varepsilon\rho^2}{\gamma^4} H_0(y, 0)$$

$$\times \frac{\text{光子}}{\text{eV}\cdot\text{mA}(\text{mrad}\theta)\ (\text{mrad}\phi)\cdot\text{s}}. \quad (12.19)$$

利用上列各公式可以确定一些有用的参量，例如使用附表IV，我们找到在临界波长点 ($y=1$) 上，$G_0=0.6514$，于是 $G_1=yG_0=0.6514$；然后利用公式 (12.13) 可以证明临界波长上 10% 带宽 ($K=0.1$) 内的通量，对全部张角 ψ 积分后为

$$N_{0.1}(\lambda_c)=8.812\times10^9\gamma\ \text{光子}/\text{mA}\cdot(\text{mrad}\theta)\cdot\text{s}$$

作为电子能量 E (单位为 GeV) 的函数：

$$N_{0.1}(\lambda_c)=1.601\times10^{12}E\ \text{光子}/\text{mA}\cdot(\text{mrad}\theta)\cdot\text{s}. \quad (12.20)$$

由于常需要知道在临界波长处的通量，因此这些公式是很有用的。

实验中常需要知道，一定波长和带宽内，对所有垂直张角积分的光子数目 (图12.3)，这也可由 (12.13) 式得出。图 12.4 则是 SPEAR 储存环同步辐射对垂直张角积分后，所得光子通量与能量关系的一组曲线。因为已对全部垂直张角积分，所以公式 (12.13)，图 12.3 及图 12.4 均与电子束发射度无关。

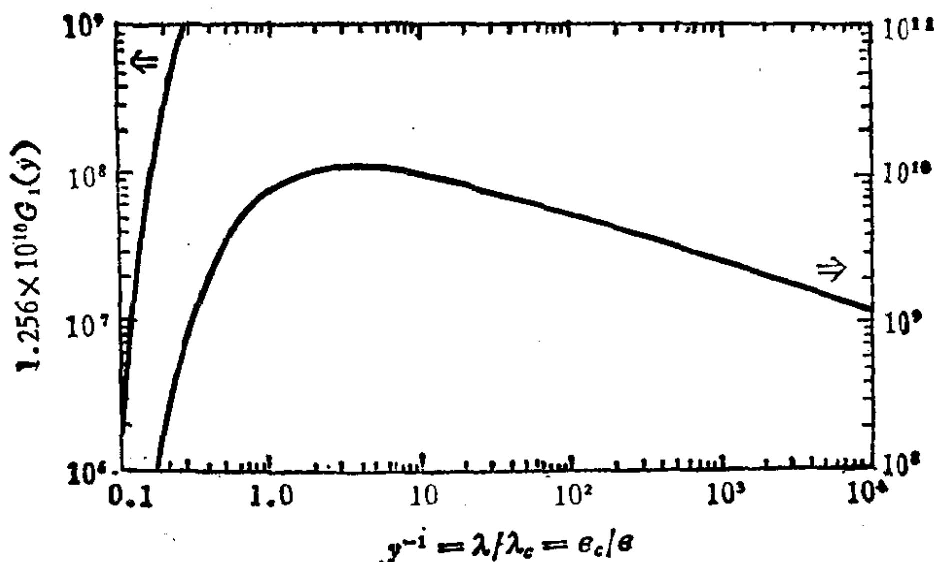


图 12.3 积分光子数目 (对此图的纵轴乘以 $k\gamma$ 后可得到全部 ψ 角内的光子通量) 单位是光子/$k\lambda$ mA (mradθ)·s

若某一实验的垂直角接收度小于辐射的垂直张角，那么 $\psi=0$ 附近的某一有限的垂直接收角 $\Delta\psi$ 的通量可由公式 (12.17) 求得，其曲线如图 12.5 所示。公式 (12.17) 和图 12.5 仅适用于电

曲线标记	E_e(GeV)	ε_c (keV)
A	1.5	0.58
B	2.0	1.4
C	2.5	2.7
D	3.0	4.7
E	3.5	7.4
F	4.0	11
G	4.5	15.7

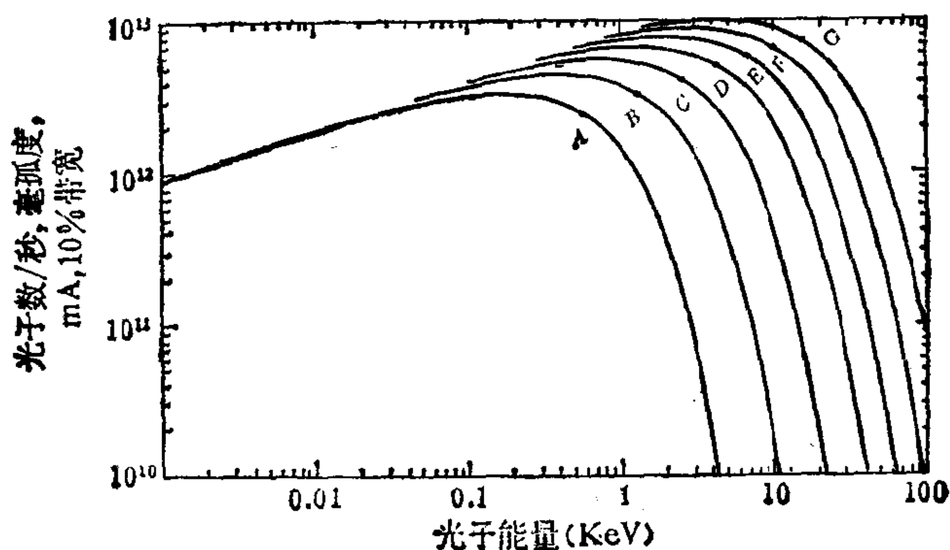


图 12.4 SPEAR ($\rho = 12.7$m) 同步辐射频谱分布(已对全部ψ积分)

子束的垂直散度小于单个电子所发辐射(与波长有关)垂直张角的情况。

下面我们再给出几个常用的表达式:

$$\delta E(\text{keV}) = 88.5E^4(\text{GeV})/\rho(\text{m}), \qquad (12.21)$$

其中 δE 为粒子每转一圈所损失的能量.

$$\lambda_c(\text{Å}) = 5.59\rho(\text{m})/E^3(\text{GeV}) = 186.4/[B(\text{kG})E^2(\text{GeV})], \qquad (12.22)$$

$$\varepsilon_c(\text{eV}) = 2.218E^3(\text{GeV})/R(\text{m}) = 66.51B(\text{kG})E^2(\text{GeV}), \qquad (12.23)$$

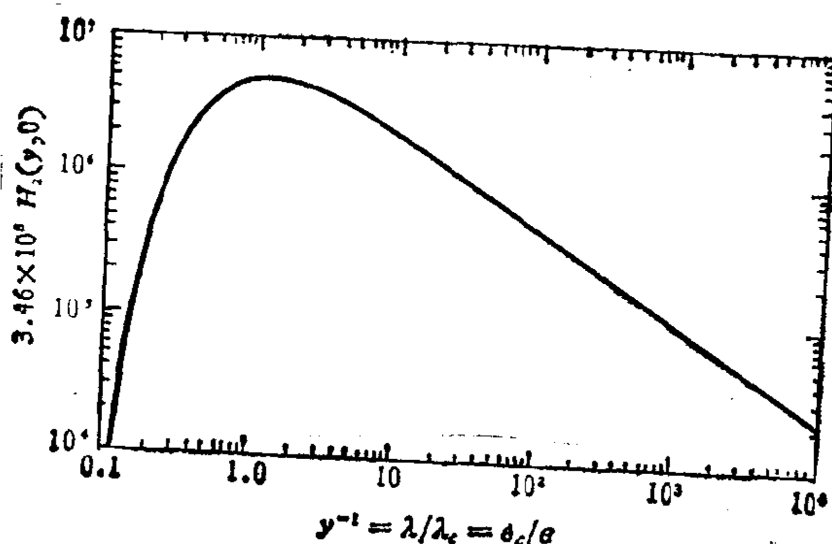


图 12.5 3.461×10^6Hz $(y, 0)$ 与 y^{-1} 关系（对此图乘以 $K\gamma^2$ 可以得到光子通量，单位是光子数/$k\lambda\cdot$mA(mradθ)$\cdot$s）

其中临界光子能量 $\varepsilon_c = hc/\lambda_c$，$h$ 为普朗克常数. 最后总辐射功率 I 为

$$I[\mathrm{W}] = 88.5E^4(\mathrm{GeV})\mathrm{j}(\mathrm{mA})/\rho(\mathrm{m}). \tag{12.24}$$

总功率 I 是指对全部垂直张角及单位水平张角 ($\theta = 1\mathrm{mrad}$) 积分的功率，i 为储存环电流.

储存环给出的同步辐射垂直张角 $\Delta\phi$ 可近似地表示为

对 $\varepsilon \ll \varepsilon_c$

$$\Delta\phi \approx \frac{2}{\gamma}\left[\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon}\right]^{1/3}, \tag{12.25}$$

对 $\varepsilon \gg \varepsilon_c$

$$\Delta\phi \approx \frac{2}{\gamma}\left[\frac{\varepsilon_c}{3\varepsilon}\right]^{1/2}. \tag{12.26}$$

上述有些公式的推导中，我们假定了同步辐射的强度和电子数目(电流)之间存在线性关系，即没有考虑干涉效应. 这只有在所考虑的波长范围内，电子在轨道上完全是统计性分布时才正确. 实际上，有时必须考虑各个电子发射的同步辐射波之间的干涉效应，那时辐射强度可能和束团中电子数目的平方有关，我们将在下一节介绍扭摆磁铁和聚频磁铁等问题时再分析.

在没有干涉现象时，同步辐射的频谱分布由公式 12.13 给出(图 12.3)，这一频谱分布曲线在 $\lambda = \lambda_m = 3.5\lambda_c$ 处有极大值 N_k

$\cdot(\lambda_m)$. 如果认为光子通量在比极大值低一个数量级的范围以内均属于可用波段，则同步辐射可用的波长范围，将由 $\lambda_{长} = 1.1 \times 10^4\lambda_c$ 到 $\lambda_{短} = 0.2\lambda_c$，即大约有五个数量级的可用频谱区域。可见同步辐射提供的频谱是非常宽的。

§12.2 同步辐射实验设备

进行同步辐射应用研究工作，必须具有光源、光束线、探测器以及其它实验设备，这里分别作一些介绍。

12.2.1 同步光源

1. 电子同步加速器

六十年代以前主要是利用电子同步加速器研究同步辐射。正如第一章所介绍，电子同步加速器的加速过程是将前级加速器注入的电子束团能量提高 10—100 倍，达到峰值能量以后，用以打击内靶或引出束流以便进行粒子实验工作。然后再注入并加速另一个新的电子束团。每个电子束团中约包含 10^{10}—10^{11} 个电子，加速时间一般在 8—10ms 左右，重复频率多为 50—60 次/s。因此在电子同步加速器中，电子能量是逐步提高的，产生的同步辐射频谱复杂，而且每个周期的束流强度、位置和横截面等不一定完全相同，所以光源的稳定性较差。同步加速器加速腔内的真空度一般在 10^{-7}torr，而一些同步辐射实验则要求在 10^{-11}torr 的压强下工作，需要采取专门措施，解决真空室连接问题。另外同步加速器高能辐射剂量大，对同步辐射实验室防护屏蔽的要求高，有些设备需要遥控，实验工作困难较多。因此除了早期有些实验室利用原有的电子同步加速器进行同步辐射研究工作外，近期则多采用电子储存环作为同步辐射光源。

2. 电子储存环

专为同步辐射应用研究设计的电子储存环主要部件有：(i)

前级加速器及注入系统．(ii) 偏转磁铁，它使电子沿圆弧轨道运行产生同步辐射．(iii) 射频腔及其电源，补偿电子束在产生同步辐射时的能量损失，或还可能具有一定的加速能力使电子束能量提高 1—2 倍．(iv) 真空系统，使储存环中保持 $\sim 10^{-9}$torr 以上的真空，减少电子束和残余气体分子碰撞的几率，延长束流衰减时间常数．(v) 为了得到更强、更硬、单色性或偏振性更好的同步光，可以在储存环磁铁系统中，加入一些特种磁铁，称为插入部件．(vi) 还有许多其它部件，例如使电子束聚焦用的四极矩磁铁和补偿电子束能量发散用的六极磁铁，以及电子束位置监控线圈，计算机控制系统等．

较好的电子储存环能在几分钟内聚集起大约 0.5A 的电流，经过几分钟完成加速过程，然后保持长时间的稳定运转，提供稳定的同步光束．

3. 插入部件．

所谓插入部件，主要指扭摆磁铁或称增频磁铁（Wiggler）和波荡器或称聚频磁铁（*Undulator*）．加速腔中的电子束在这些插入部件中，受到交替变化的高场强磁场作用，运动方向急剧地偏转变化，产生所希望的同步光．在电子束离开这些插入部件时，其运动方向和速度仍和没有插入部件时相同，因而电子束可以按原有轨道在储存环中继续运动，基本上不影响储存环整体工作．加入这些插入部件，可使储存环提供的同步辐射频谱范围得到很大提高 (2—5 倍)，或使亮度增加几个数量级．建造一个较低能量的储存环，加上这类部件后，可以得到较理想的同步光，用以开展更广阔的研究工作．

这两种插入部件的主要差别是：由于它们的多极磁铁场强 (B) 及交替变化长度(周期λ_W) 等参数不同，各磁极处所发射的同步光产生或不产生相干效应，因而给出不同性质的同步辐射．

(i) 扭摆磁铁

扭摆磁铁也称摇束磁铁，在调节储存环亮度中已经使用过．它有不同的种类，一般磁场变化周期 (λ_W) 较长，磁场 (B) 较强，在使

用常规磁铁时，可作到～20kG；使用超导磁铁时，可得到 50kG 以上．一般扭摆磁铁的场强和周期的乘积很大，$B(\mathrm{kG})\lambda_W(\mathrm{cm}) > 10$．最简单的扭摆磁铁是半周期的，如图 12.6(a) 所示，主要用来增加同步光频率，也称为波长移动器；极数较多的扭摆磁铁可使同步光硬度、强度均增加，见图 12.6(b)；还有其它特殊形式的扭摆磁铁，例如用导线螺旋形绕制成的空心磁体，使电子运动轨迹为螺旋线，可使同步辐射为圆偏振光，见图 12.6(c)。

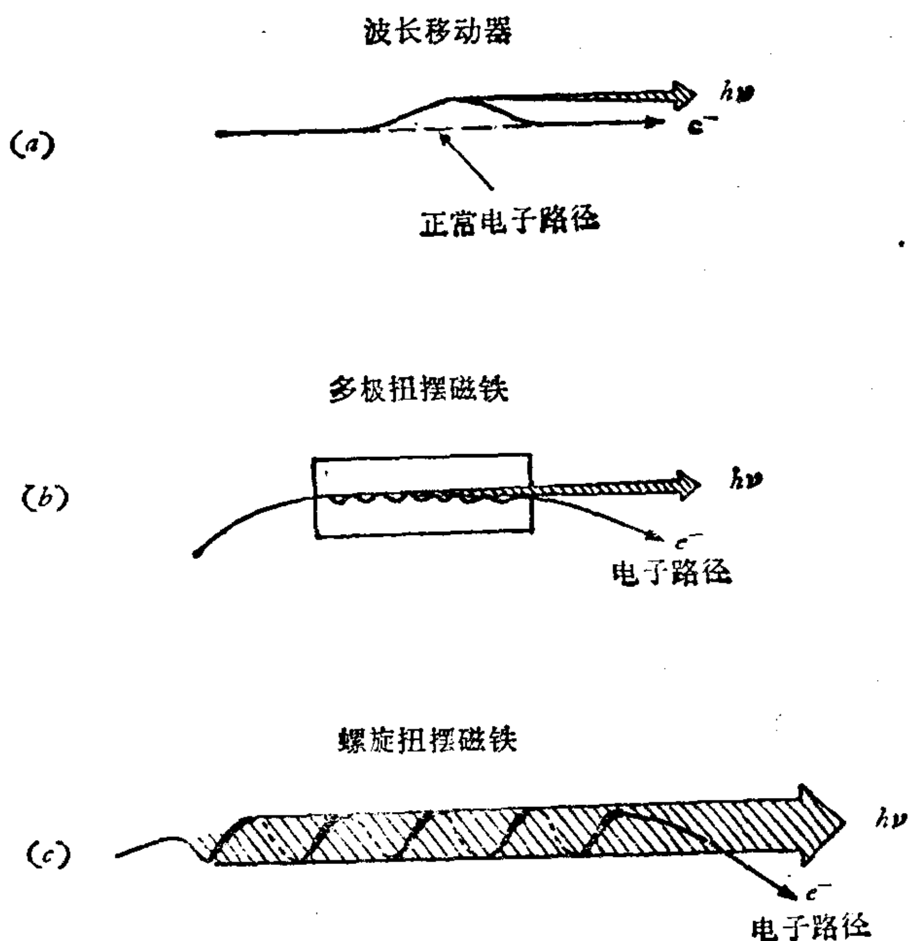


图 12.6 不同类型的扭摆磁铁

一般的扭摆磁铁和偏转磁铁(场强～10kG) 相似，所产生的同步辐射都有平滑的连续谱，其临界能量都可由 (12.22) 式

$$\varepsilon_c(\mathrm{keV}) = 2.218E^3(\mathrm{GeV})/\rho(\mathrm{m})$$
$$= 0.0665B(\mathrm{kG})E^2(\mathrm{GeV})$$

算出．扭摆磁铁的磁场强，可以给出更短波长的同步光． 例如在

一台 2.8GeV 的电子储存环，其 9kG 偏转磁铁处产生的同步辐射特征能量为 4.7keV（$\lambda_c = 2.63$ Å），装入一个 50kG 的超导半周期扭摆磁体后，其临界能量增加到 26keV（图 12.7），即可以用于进行更高能量的X射线实验工作．而且信噪比提高，设备及运行费用均较制造一台 6GeV 的电子储存环低得多．由于多极扭摆磁铁的同步辐射强度与周期数成正比，人们常设计在低能（< 1GeV）的电子储存环中加入多极扭摆磁铁，以提高同步光的强度和硬度．设计中一般使扭摆磁铁中发射出来的水平张角恰好填满光束管的接收角，这样可以提供几组实验共同使用

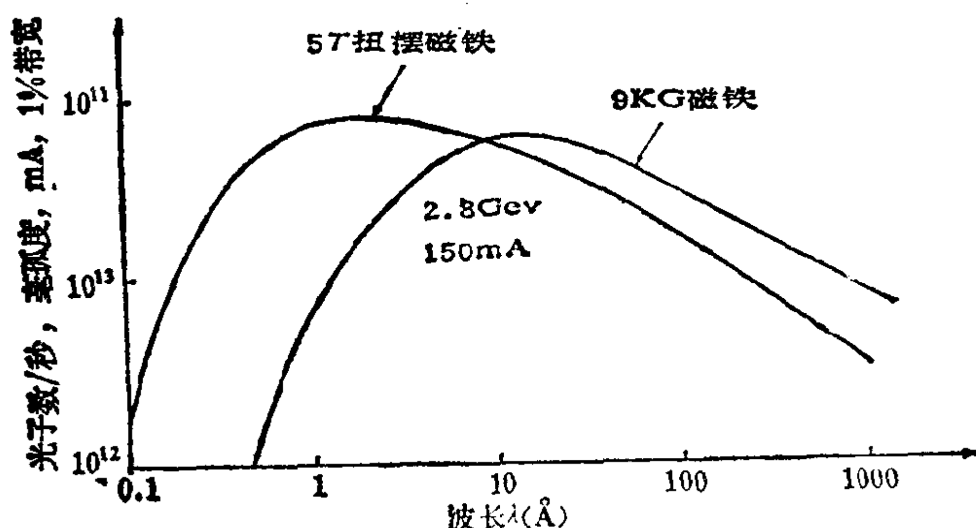


图 12.7　一台2.8GeV 150mA 流强的电子储存环，在 9kG 偏转磁铁（$\varepsilon_c = 4.7$keV）及 50kG 半周期扭摆磁铁（$\varepsilon_c = 26$keV）处，引出的同步辐射频谱比较

(ii) 聚频磁铁

聚频磁铁也称为波荡器，其交变磁场周期长度较短，但极数很多，磁场不一定很强，一般有 $B\lambda_W < 1$ 的关系．目前多采用永磁材料（例如 $SmCO_5$），如图 12.8 所示，它的制作比使用其他种类的磁铁容易，价格也便宜很多．

由于磁场较弱，周期很短，电子束在聚频磁铁中通过时偏转角度很小，大致等于或小于同步辐射的自然发射角（$\phi \sim \gamma^{-1}$），因而由各磁极处发射的同步辐射光可以互相干涉，使最后得到的光谱成为单一尖峰或数个尖峰式的高强度准单色光，如图 12.9 所示．

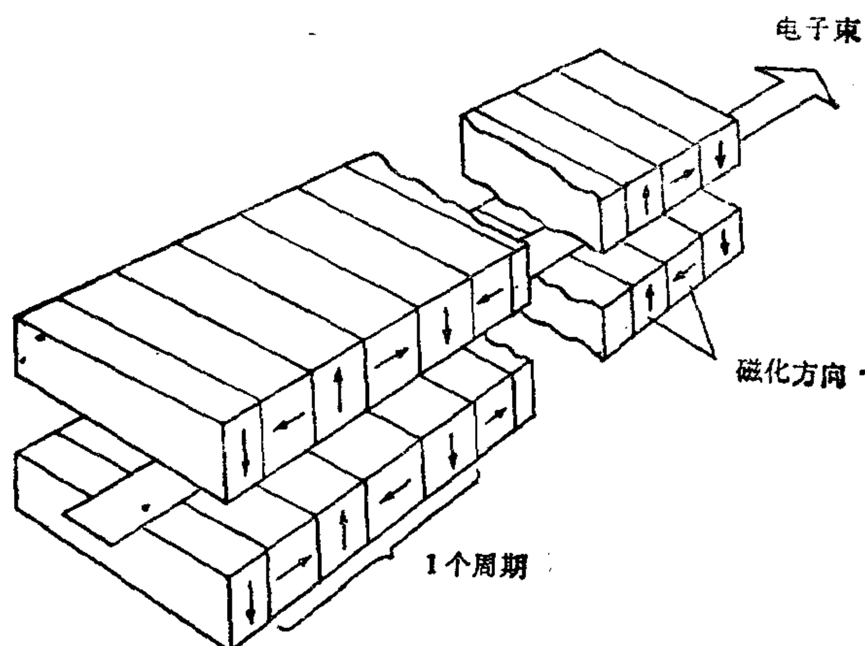


图 12.8　一个永磁材料制成的聚频磁铁

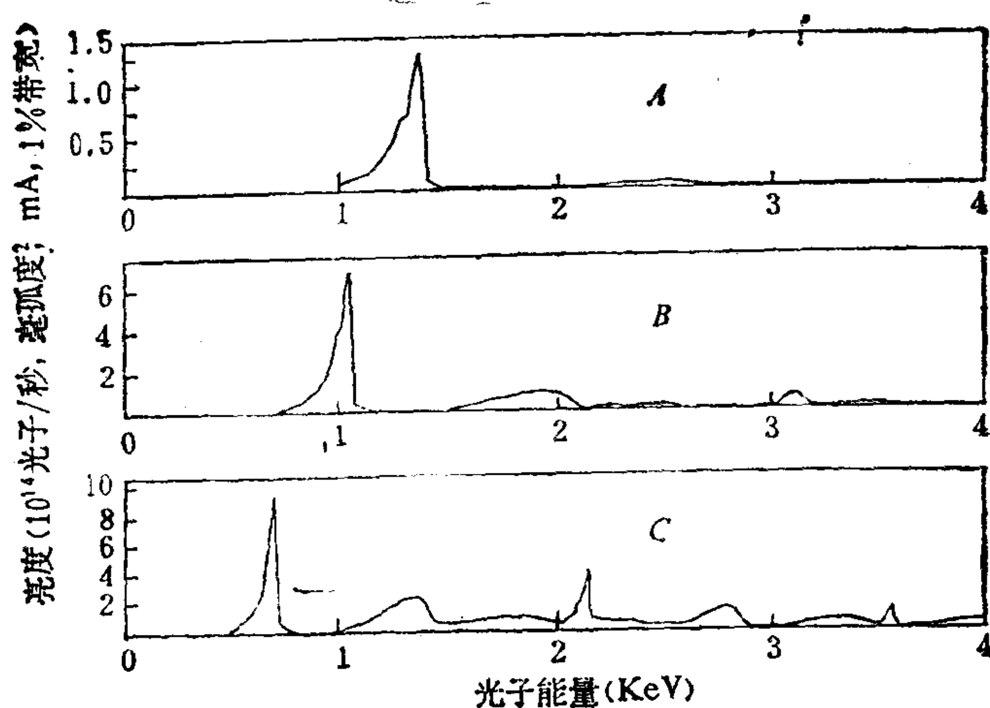


图 12.9　由聚频磁铁中发射出同步辐射准单色光光谱

由于扭摆磁铁和聚频磁铁可以延伸其同步辐射光谱范围，或使同步光亮度提高几个数量级，因而它对同步辐射的应用研究有着很大的促进作用．目前美国和欧洲都在设计更高能量的同步辐射专用储存环，其中都使用了很多插入部件，有的甚至称为全Wi-

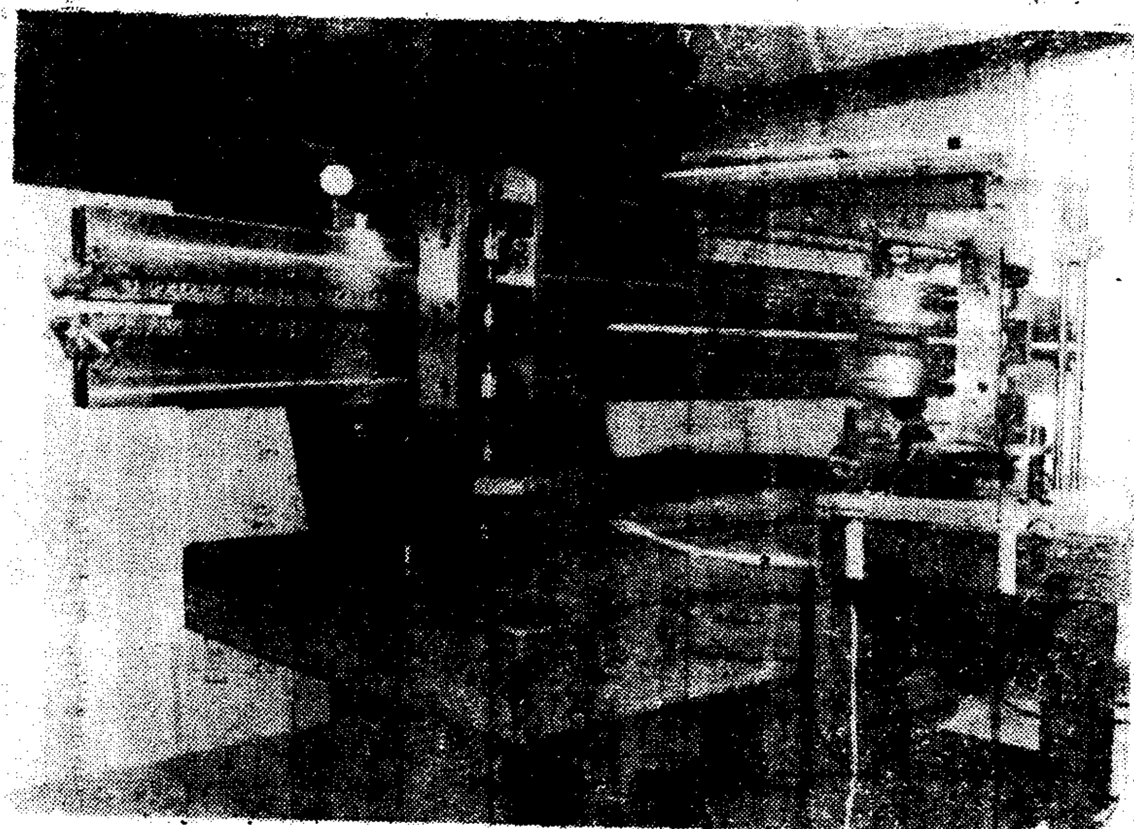
ggler 电子储存环．由于插入部件提供的光强大而且集中，这就加重了光学元件的热载，在设计中这是需要认真考虑的．

目前国际上正在研究一种新的发光机制，称为自由电子激光(FEL)．利用这种原理有可能制成波长连续可调，效率高，功率大的新型光源．也有可能制成一种产生自由电子激光的新型储存环插入部件，其主要设备是聚频磁铁加反射镜形成的谐振腔，自由电子激光器除了其它方面有重要应用外，作为实验光源，性能将比目前的同步辐射光源又提高很多：光束张角更小，准直性可以提高一个数量级，光通量和平均亮度可以提高上百万倍．图 12.10 中给出 NSLS 研制的一台自由电子激光波荡器的照片．

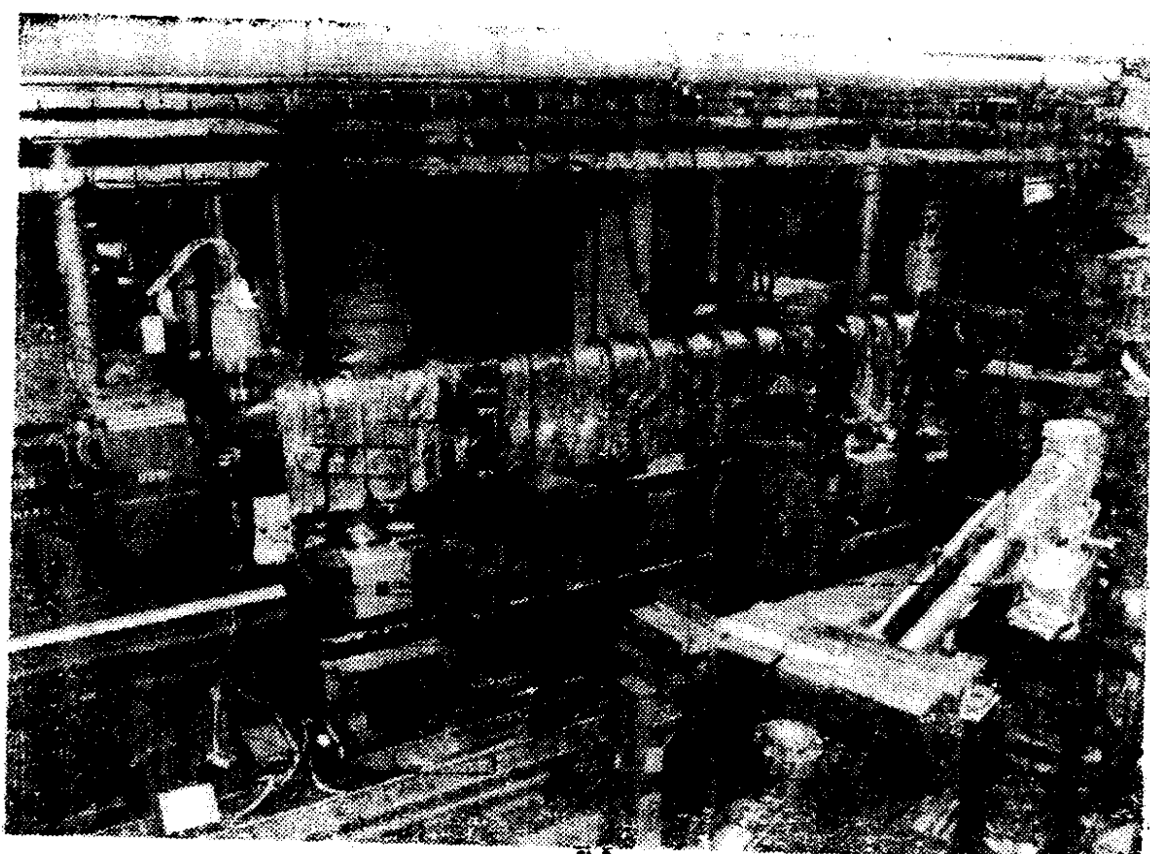
4. 同步光的时间结构

在电子储存环中，电子并不是均匀分布在运动轨道上，而是形成束团存在于相稳定区，即在储存环真空室中，运动着的是一束束电子束团，因而由它发射的同步辐射也是脉冲式的，电子束团的长度取决于高频系统的频率、电压等因素． 在储存环中电子轨道周期应为高频周期的整数倍，这一整数称为环的谐波数 (k)，其数值可为几百．e^+e^- 对撞机常工作于单束团方式，一个正电子束团和一个电子束团在真空室中作周期运动，在对撞点处相遇． 电子储存环工作于同步辐射专用模式时，常工作于多束团方式，即在储存环中的很多相稳定区，均被电子束团填满，最多可有 k 个束团，大多数储存环的高频频率在 50—500MHz 之间，例如 SPEAR 的高频频率为 358MHz，而其电子束的轨道频率为 1.28MHz，即 $k=280$．因此 SPEAR 典型同步光脉冲长度在 0.2 到 0.4ns 之间，环内最多可填充 280 个电子束团．随着填充束团数的加多，脉冲间隔从 780ns 到 2.8ns 之间可调．特殊情况下(低能量、低流强、高的高频电压)，SPEAR 可以提供～ 50ps 宽的同步光脉冲． 联邦德国 DESY 的 DORIS 储存环给出的同步光脉冲半宽度～ 150ps，两脉冲之间最小间距为 2ms． 图 12.11 给出不同时间尺度上，DORIS 储存环的同步辐射随时间的变化情况．

利用同步辐射的亚毫微秒时间结构和其它特点，可以进行化



(a)



(b)

图 12.10 (a)自由电子激光波荡器中 SmCO，天然磁铁结构，(b) 装入 VUV 储存环直线节以后的自由电子激光波荡器

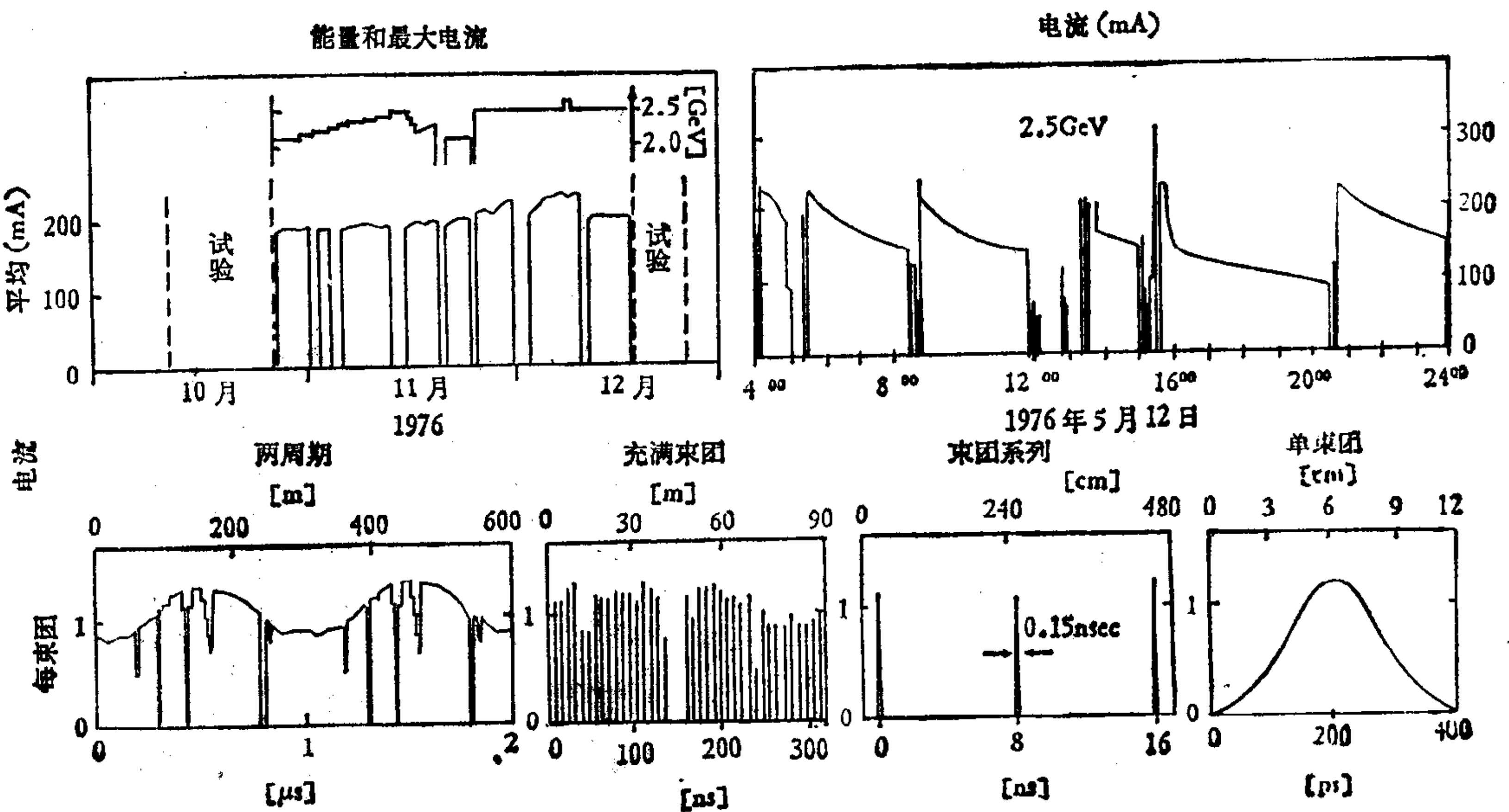


图 12.11　DORIS 储存环在不同时间尺度上同步辐射的典型时间结构

学、生物、晶体等样品某些动态过程的研究。例如荧光寿命、时间分辨吸收或发射光谱的测量，或进行其它时间分辨类型的实验工作。表12.3给出国际上几台典型同步辐射装置的时间结构参数。

SPEAR 环在单束团工作时，电流如超过 60mA，即有严重的发热现象.在束团增多时,总流强可随束团的平方根增加而不增加发热问题,因此总电流为 120mA 的四个束团，或总电流为 600mA 的 100 个束团和 60mA 的一个束团所产生的热效应基本相同. 表12.3 给出几台同步光源的时间结构参数.

表 12·3　国际上几台典型同步光源时间结构参数

	E_e (GeV)	ρ (m)	E_c (keV)	T_0 (ns)	N	T_{rf} (ns)	t (ns)
ACO（法国）	0.54	1.11	0.31	73.5	2	36.7	0.8—1.4
BESSY(德国)	0.75	1.8	0.52	208.3	26	8.0	0.01—0.13
DCI（法国）	1.8	3.82	3.4	316.4	8	39.5	1.0
SRS（英国）	2.0	5.55	3.9	320.5	160	2.0	0.2
DORIS(联邦德国)	3.5	12.1	7.8	961.5	481	2.0	0.13
SPEAR（美国）	4.0	12.7	11.1	781.2	279	2.8	0.08—0.4
CHESS（美国）	8.0	88	12.8	2222.0	1111	2.0	0.1

表中，E_e——电子能量，ρ——曲率半径，E_c——特征能量，T——周期，N——谐振数，T_{rf}——射频场周期，t——束团时间长度.

合肥和北京正在建造的两台专用和寄生型同步辐射应用装置，均具有良好的亚毫微秒时间结构。 北京正负电子对撞机(BEPC) 的同步光脉冲宽度（*fwhm*）约为 800ps，重复频率在1.28MHz—200MHz 之间可调。高重复频率亚毫微秒宽度的同步光脉冲和单光子探测技术结合起来，能够更好地进行时间分辨类型的实验工作。

5. 亮度和发射度

对接收度大的实验，光源的强度指标是重要的，其单位一般为：光子/mrad · 10% 带宽 · s. 对小接收度，高分辨类型的实验，

如衍射实验，光源的亮度指标是更有意义的. 光源亮度和电子束团大小及散角有关，是单位光源面积，单位立体角内发射的光子数，其单位一般为：光子/mard · mm^2 · 1% 带宽 · s.

在一定的储存环中，相对于平衡轨道，每个电子的位置和它的偏角是相互关联的. 电子在中间平面的偏角与其径向位置关系的相空间曲线把这种关系概括在所谓"电子径向发射度椭圆"之中：而垂直方向偏角与垂直方向的位置之间关系的一条类似曲线，则给出"电子垂直方向的发射度椭圆". 这些相空间椭圆的形状和指向在电子轨道上是逐点变化的. 然而其面积(称为电子的发射度)根据刘维（Liouville）定理则是不变的. 图 12.12 给出一个储存环垂直与径向的电子束发射度椭圆. 光源的发射度曲线知道以后，便可以确定光学系统(狭缝、镜子、漂移空间、单色器等）对光束线强度的影响.

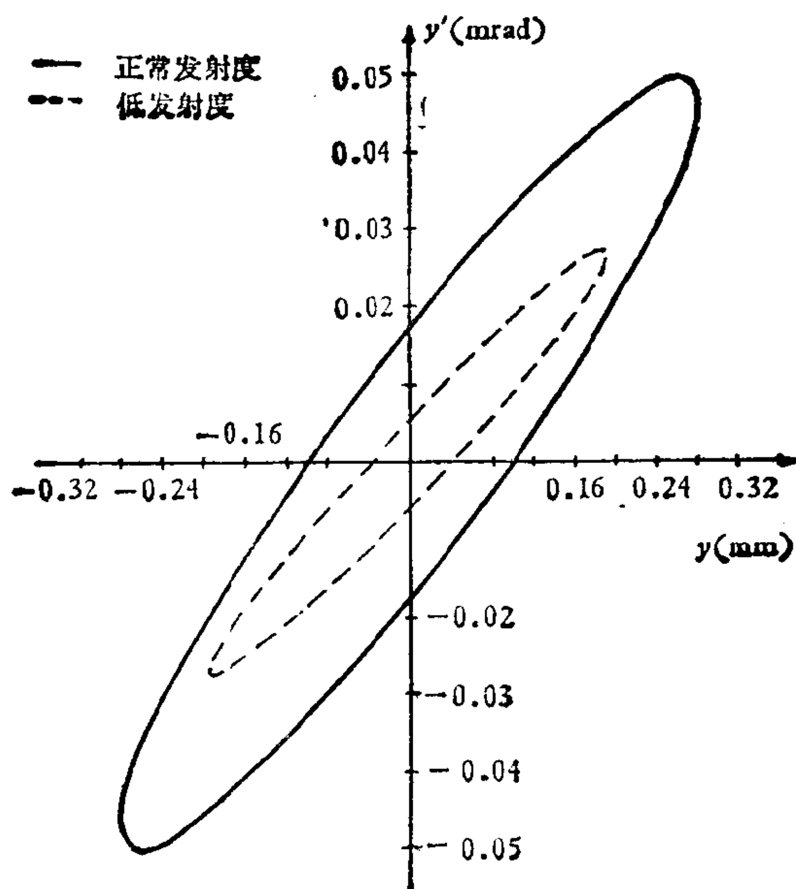
有些实验，如 X 射线衍射，希望有低发射度或高亮度；而另一些实验，如 X 光光刻，则希望光源有低亮度（注意光源亮度与对撞机的亮度指标不是一个参数)或高发射度. 在一个加速器一定的聚焦结构中，发射度是一个常数，不沿轨道变化. 但改变储存环磁铁系统的工作条件，例如增大环中四极矩磁铁的聚焦强度，或使用斜四极矩磁铁等，则可以改变发射度.

在允许改变储存环聚焦结构时，可以根据同步辐射实验需要，用加强四极磁铁聚焦能力等方法降低发射度，这可以使同步光源的亮度有数量级的提高.

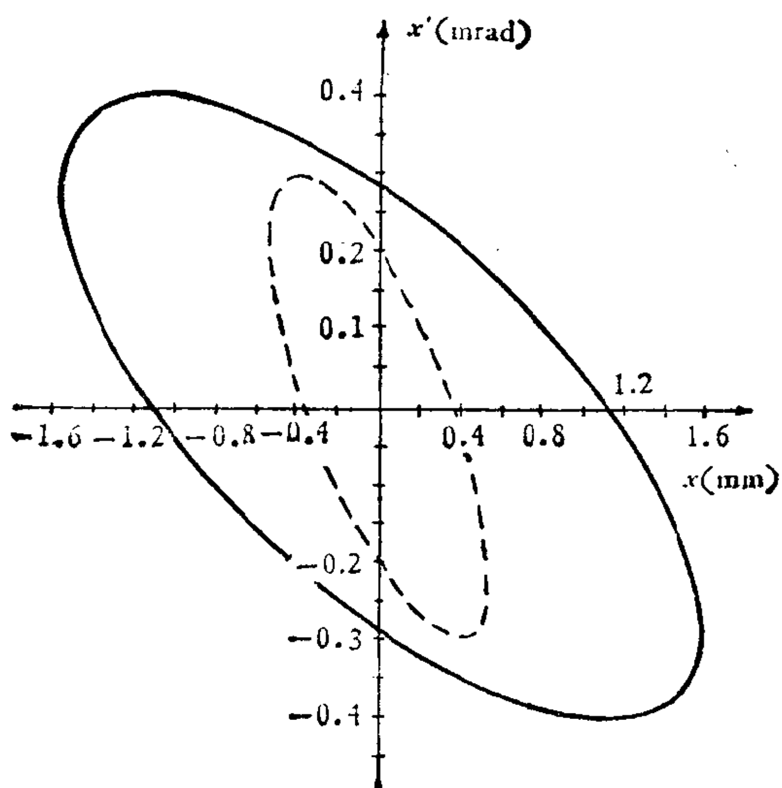
6. 各种光源性能的比较

电子储存环是理想的亚毫微秒时间结构脉冲光源，具有频谱宽、强度高、亮度大、偏振度高、稳定性好、高真空度、环境清洁等特点. 和过去常用的气体放电、常规 X 光机及激光等光源比较，有明显的优越性. 表 12.4(a) 给出几种光源的性能比较，表 12.4(b) 给出几种 VUV 激光光源与同步辐射光源特性比较.

由于历史上同步辐射应用研究工作是在高能物理设备、技术的基础上发展起来的，因而目前用于同步辐射的电子储存环，可分



(a)



(b)

图 12.12 SPEAR 在 3GeV 工作时，偏转磁铁内光源点处，电子束流发射度椭圆 (a) 垂直发射度，(b) 径向发射度

表 12.4(a)　几种光源性能比较

特　性	气体放电光源	激光光源	同步辐射光源
波长范围	不同气体光源可覆盖 ~15μm—无线电波	不同激光光源~200 nm—红外断续谱	~0.1nm—100μm 连续谱
强度 0.1% 波长的波段内每个脉冲中的光子数	$<10^6$	$\sim 10^{10}$	$<10^9$
最小脉冲宽度	≥1ns	<0.01ps	≥40ps
相干性	不相干	相干	不相干
光源大小	~nmm^2	≲$1\mathrm{mm}^2$	~$1\mathrm{mm}^2$
张角	各向同性	≳5mrad	垂直张角 < 10mrad
脉冲重复频率	直流—小于 100MHz	直流—100MHz	~1—500MHz
价格	便宜	中等	很贵

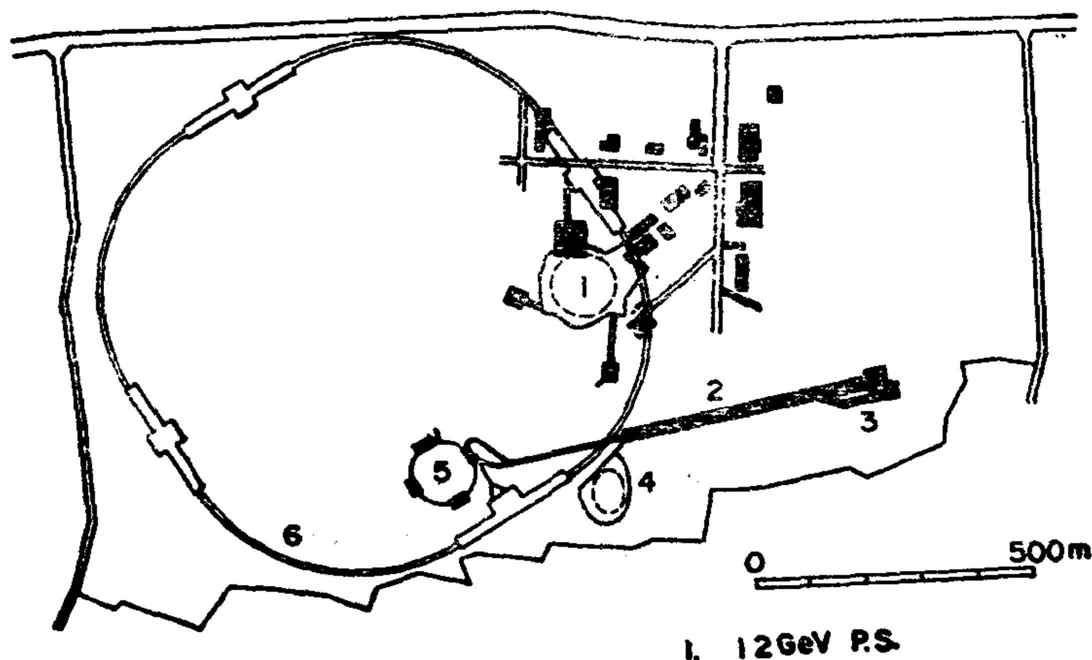


图 12.13　日本 KEK 的 TRISTAN 加速器系统平面布局
1. 12GeV 质子同步加速器， 2. 2.5GeV 电子直线加速器， 3. e^+ 发生器的 0.2 GeV 电子直接加速器， 4.同步辐射用 2.5GeV 电子储存环(光子工厂)， 5. 6GeV $e^\pm$ 积累环， 6. TRISTAN 环

为三种工作模式： (i) 寄生型 (*parasitical*)： 加速器以进行高能实验为主，附带作一些同步辐射工作． 电子储存环用于对撞物理

实验时，常采用单束团工作方式，流强限于几十 mA. 为了得到更多的对撞事例，常要求大的发射度，而且根据物理课题要求，加速器不一定工作在最高可能的能量处，因而在寄生工作条件下，同步辐射某些实验难以进行，需要在计划安排上加以协调. (ii)兼用型(*partly dedicated*)：兼顾高能物理实验和同步辐射的要求，加速器有两种可能的工作模式. (iii) 专用型 (*dedicated*)：目前专为同步辐射工作设计的电子储存环的流强可达 500mA, 能量由几百 MeV到6GeV，利用插入部件可得到 10^{17}光子/s · mrad · mm^2 · 1%

表12.4 (b) VUV 激光光源与同步辐射源特性比较

光子源	能区	能量分辨	强度 光子/脉冲	时间分辨 (脉冲长度)
同步辐射源	10 Å—100μ	0.02 Å(300—3100 Å) 0.15 Å(100—300 Å)	10^9—10^{10} 光子/Å · s	≥40ps
ArF[23]	1932 Å	10cm^{-1}	10^{18}—10^{20}	55ns
ArF 带不稳定共振器	1932 Å	10cm^{-1}	10^{15}	5—10ns
F_2[23]	1580 Å	<25cm^{-1}	10^{14}	15ns
Mg 蒸气 VUV 谐波产生器	1360—1600 Å 1200—1300 Å	0.1cm^{-1} 0.1cm^{-1}	10^{12} ≥10^8	10ns
VUV 谐波产生(Mg蒸气)带锁模染料激光器	1360 Å—1600 Å	0.01cm^{-1}	10^{14}	0.3ps
VUV 谐波产生 Ar(f)[21]	970—1025 Å	1.7cm^{-1}	10^{10}	30ns
在 Xe 气体中4-波混频	1520—2000 Å	≤0.1cm^{-1}	4 × 10^{14}	4ns
在Hg[20]中 4-波混频	1170—1220 Å	0.04cm^{-1}	10^9—10^{12}	5ns

带宽的亮度和能量为几百 keV 的光子

最后给出一台典型的专用同步辐射装置，即美国 BNL 的国家同步辐射光源 (NSLS) 的近期工作情况，它包括真空紫外 (VUV) 和 X 射线两个电子储存环.

VUV 环情况（1985 年 10 月）

能量:	750MeV	
流强极限:	1 束团	720mA
	3 束团	600mA
	7 束团	510mA
寿命时间:	电流为 1mA 时，	900 分钟
	电流为 100mA 时，	90—300 分钟

X 射线环情况（1985 年 10 月）

能量:	2.4GeV	
流强	80mA/30 束团	
电流记录	185mA/30 束团	(750MeV)
	120mA/1 束团	(750MeV)
在 24 束团时的 σ_x	0.35mm	
在 11 束团时的 σ_z	0.15mm	

图 12.13 至 12.17 给出国际上几台重要的同步辐射实验用加速器平面布局和部件安排.

12.2.2 光束线

同步辐射从电子运动轨道的切点处(光源点)射出后，一般要通过一整套的设备将实验所需的波长选出，并使其满足带宽、光束强度、束斑尺寸等参数的实验要求，这就是光束线的任务. 光束线所包括的范围，从储存环光束线引出口、前端区部件、光学系统（聚焦镜、单色仪等光学器件）直到实验站，以及相应的控制、安全防护、计算机等设备. 它的设计、建造、安装、调试和运行，已经发展成为一个新的领域，涉及到光学、真空、化学、材料、精密机械、电子学和计算机等众多的学科和技术.

1. 光束引出口

储存环真空室中的电子束团，在任何磁场偏转过程中，各点均会发射同步光. 但由于偏转磁铁的铁轭和线圈及储存环上四极磁铁等部件的阻挡，只能在储存的真空室的某些合适部位引出同步

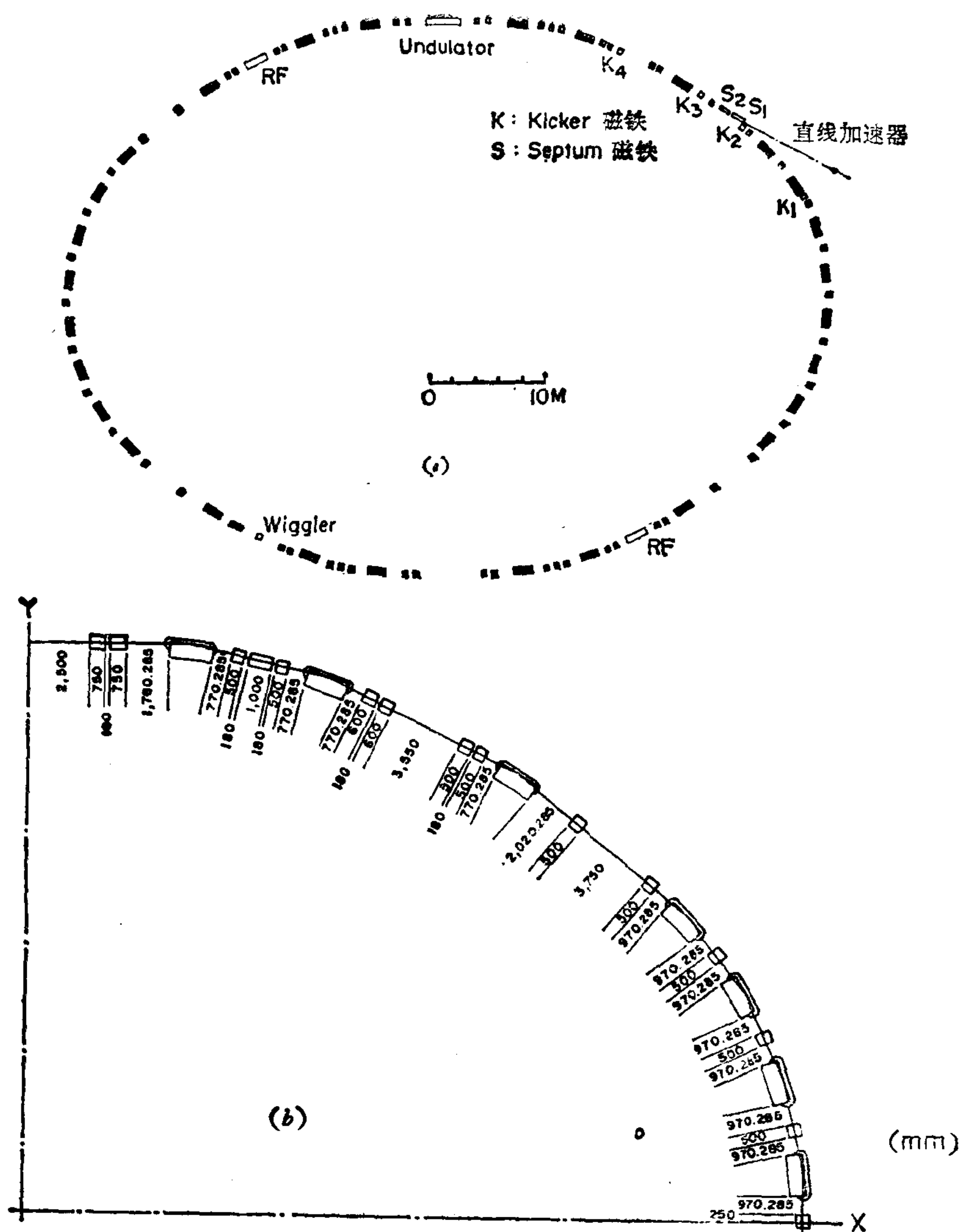


图12.14 (a) 日本光子工厂2.5GeV储存环偏转磁铁和四极磁铁等部件安排，(b) 上述储存环磁聚焦结构布置(一个象限).

图中：偏转磁铁铁芯长度＝1.850m，有效磁场长度＝1.940m，偏转路程长度＝1.944m

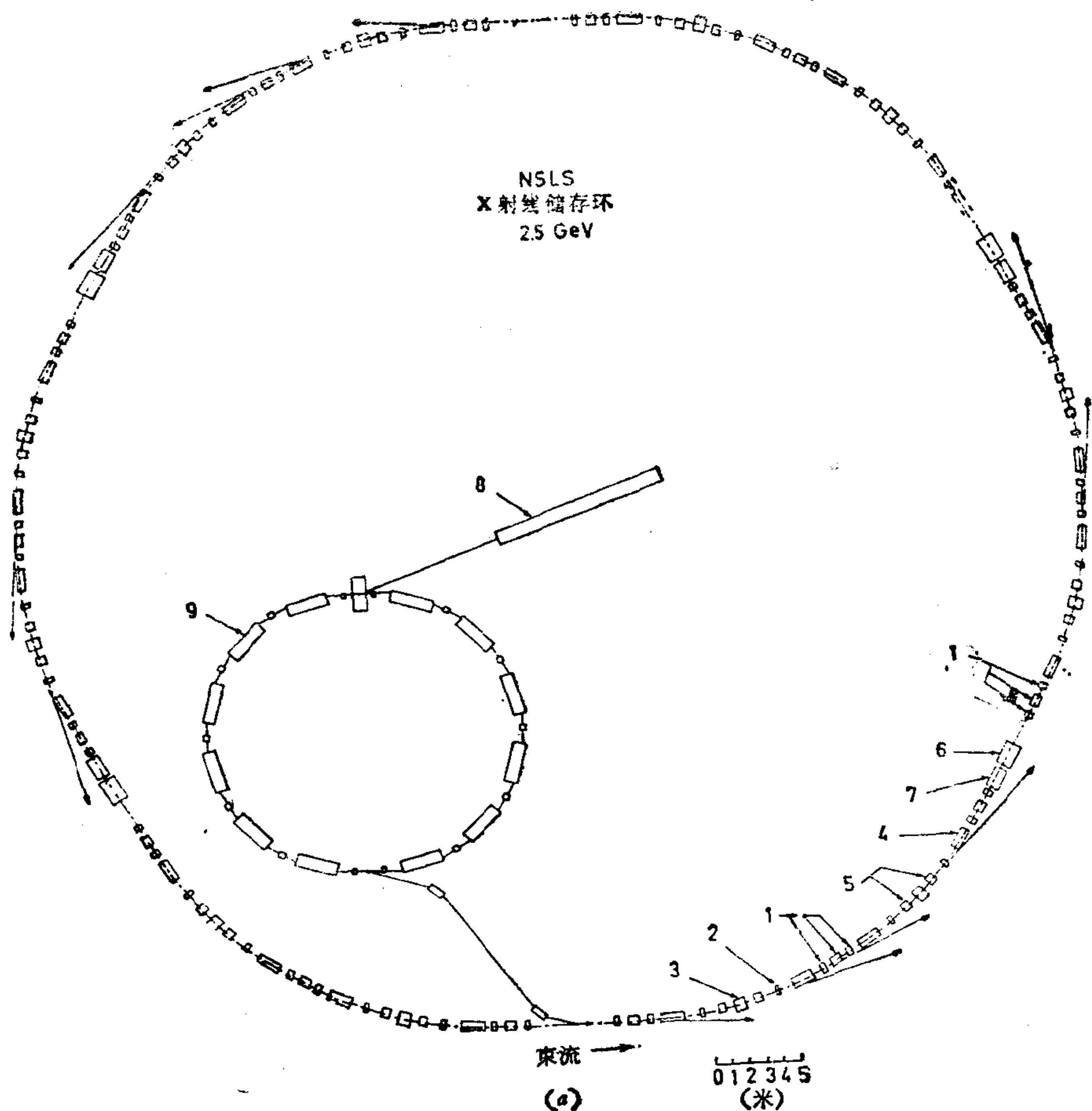
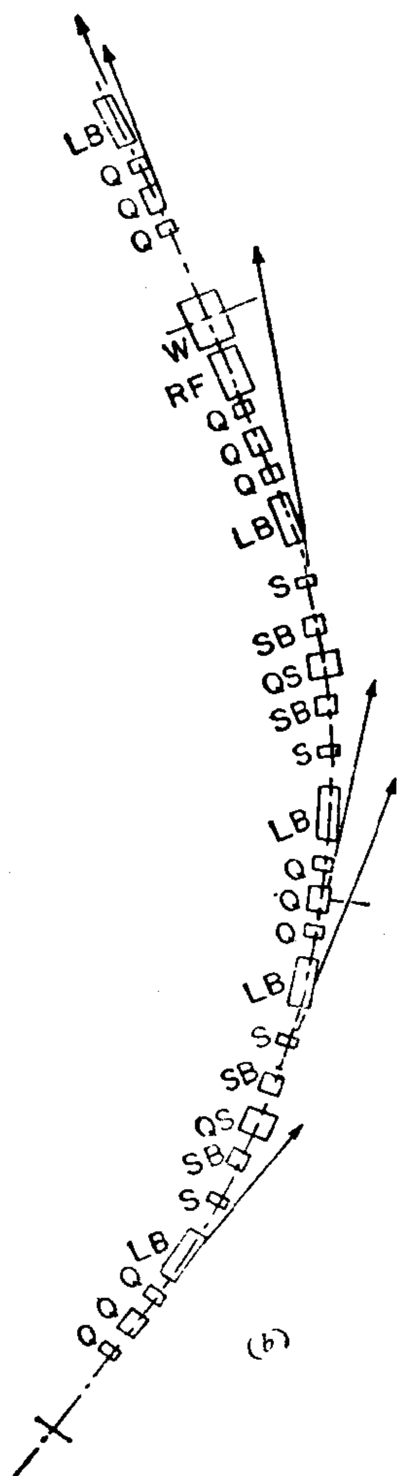


图 12.15 (a) 美国 BNL 的 NSLS X射线储存环系统平面布局，(b) 上述储存环的部件
1.四极磁铁(Q)， 2.六极磁铁(S)， 3.四—六极磁铁(QS)， 4.长偏转磁铁(LB)， 5.短
7.射频腔(RF)， 8.直线加速器， 9.增

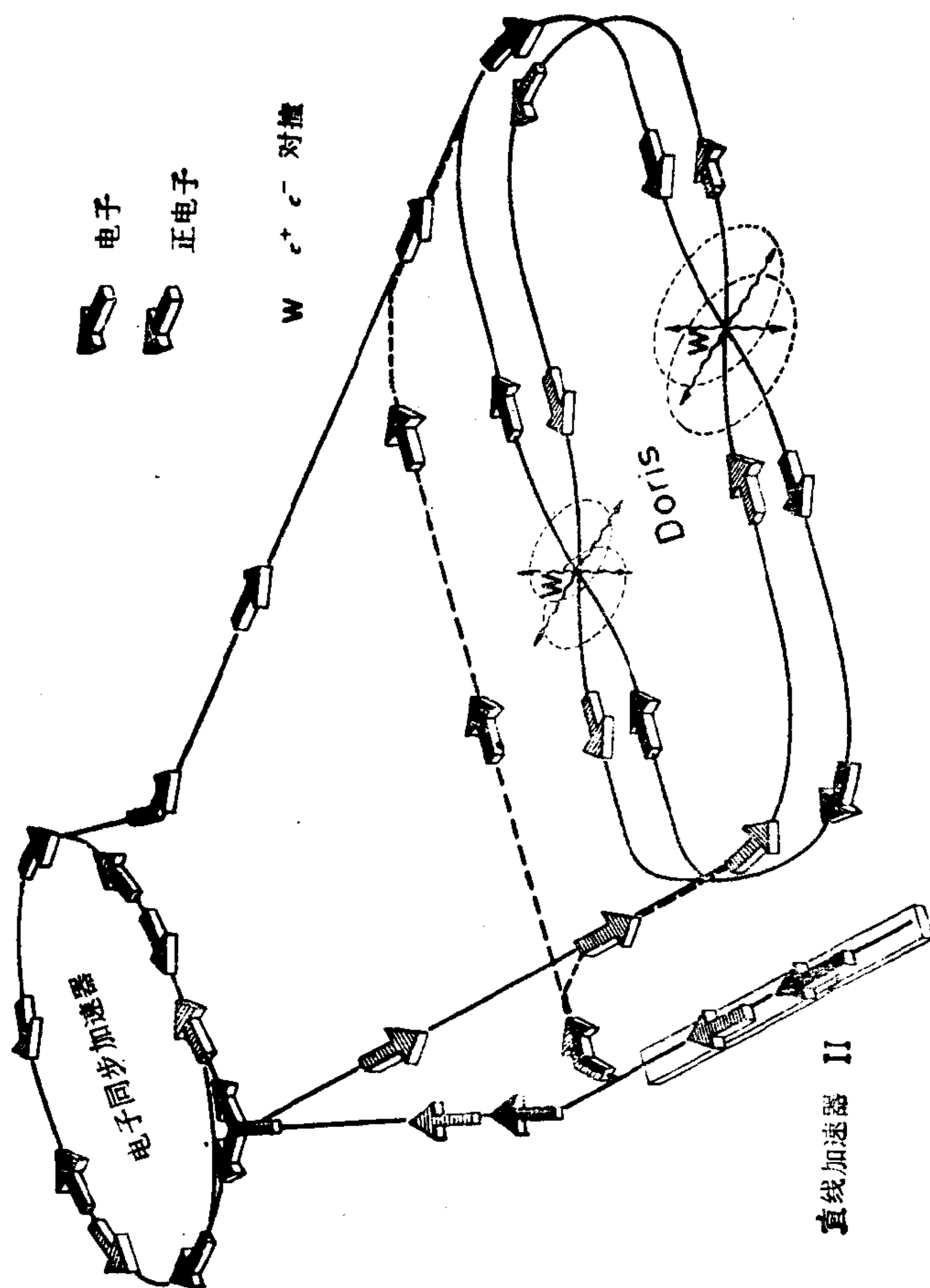
光. 这种联接在储存环上的，可以使同步辐射光进入光束线的切向光束腔称为光束引出口. 在某些情况下，可将一面镜子直接安



安排(六分之一环)
偏转磁铁(SB)， 6.聚频磁铁(W)，
强器

装在储存环的光束引出口，以较大角度把长波辐射作径向向外偏转或向上，向下偏转来进行实验工作.对短波辐射难以作较大角度的偏转，主要由前进方向引出。在设计同步辐射专用储存环时，对偏转磁铁等部件结构和布局作特殊考虑后，可以使整个储存环容纳较多的窗口，每个窗口能引出较大水平张角的同步光，如西伯林的BESSY(800MeV，500mA)储存环有十二个窗口，每个窗口可引出约100mrad以上水平张角的同步光。而对于寄生型和兼用型储存环，由于高能物理实验的需要，同步光窗口数和窗口的水平张角接收度都受到限制，有的窗口只能引出10mrad以下的同步光.一般来说，每个光束引出口能引出几十毫弧度的同步光，可以将它分割成几条分支光束线，提供几个实验站使用。

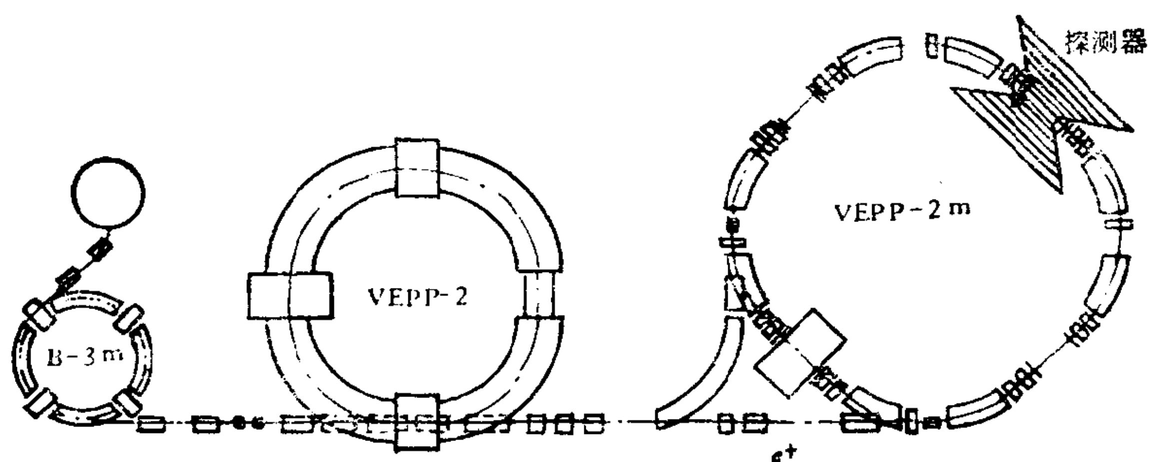
不同类型的实验工作对光束线的要求并不相同。 能谱分析类实验：如光电子谱、光发射谱、吸收谱等,要求光束线能量分辨率高,并希望有较宽的覆盖范围和快速调谐能力;衍射、散射类实验：如X射线小角度散射和衍射等，则除了要求能量分辨率好以外,还希望光源象点小、亮度大;对辐照类型实验:如软X射线复印术等,则要求光源有较大面积均匀通量.因此要根据



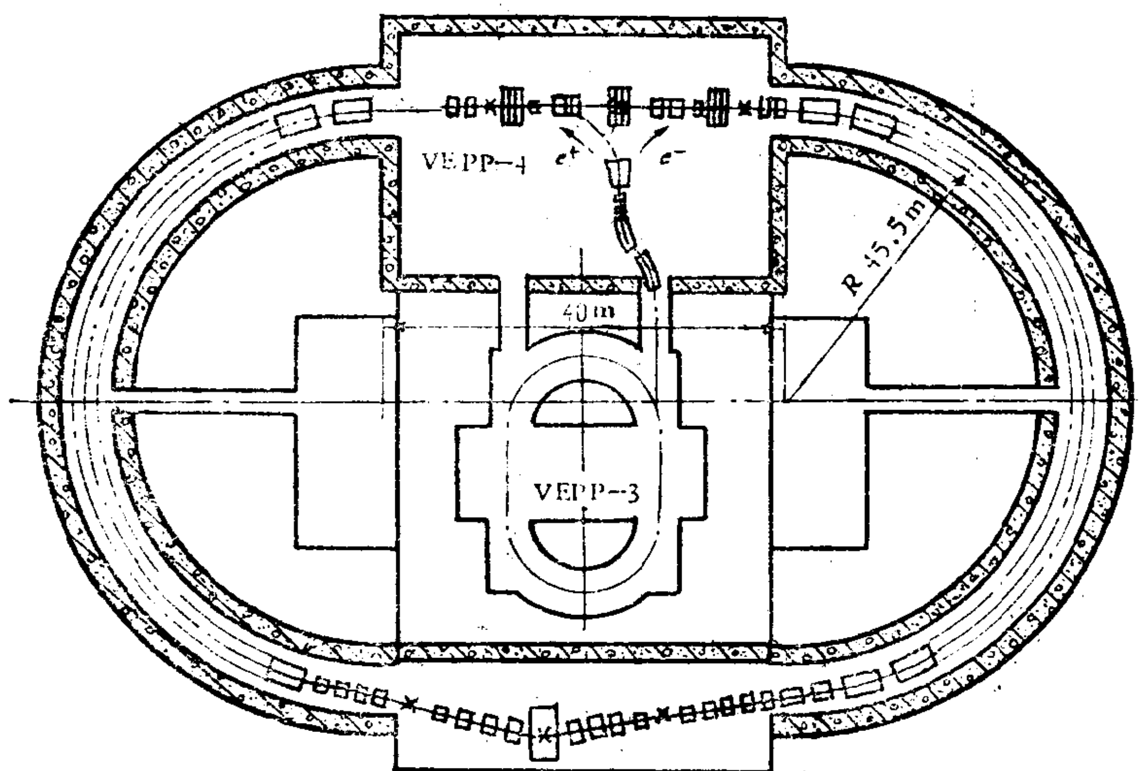
(a)

(b)

图12.16 (a)联邦德国 DESY 的 DORIS 加速器系统平面布局，(b)DORIS 储存环引出一束同步光送入一个专用实验室，进行实验安排



(a)



(b)

图 12.17 苏联新西伯利亚核物理研究所

(a) VEPP-2 和 VEPP-2M, (b) VEPP-3 和 VEPP-4

每个实验站所作实验的类型，选择适当窗口和一定张角的同步光，选用特定的光学系统和其它设备，以满足实验需要。

2. 光束线的前端区

前端区是光束线连接储存环真空室的一段超高真空的过渡区。前端区的作用有三：第一，为储存环提供真空安全保护，使之不受光束线工作条件的影响；第二，为实验束线提供经过初步准直的一定张角的光束；第三，为光束线提供辐射安全防护。图 12.18 给出前端区结构示意图，其主要组成部分及作用简述如下。

(i) 真空系统。可以用分子泵机组或分子筛吸附泵作为预抽机。用离子泵和升华泵作为达到和维持超高真空的主抽机。用热偶(或热阻)规和电离规作真空度测量。用四极分压强计作系统残气监测。系统静态真空度为 10^{-9}Torr，高真空系统中，最好不用有机材料，包括〇圈和阀门垫圈，也不要用有机合成材料。所用金属材料要经过真空清洗和烘烤等除气过程。

(ii) 真空保护系统，由 Be 窗、快速气压传感器、快速阀、超高真空隔离阀、快速活动挡光板、声延迟线等组成。Be 窗是超高真空与非真空的透光隔离元件，如果发生 Be 窗破裂事故，快速(～ms)气压传感器立即通知快速阀及超高真空阀关闭，以保护储存环真空。快速阀能在几十毫秒内关闭，把主要的气流阻断，但它关不严，超高真空阀的关闭时间为几秒，它可以把气体完全隔断。声延迟线用来延缓 (n + ms) 气流的传播，使快速阀在气流到达前有足够的动作时间。为了防止快速阀及超高速阀的阀板被强烈的同步光所烧损，在其上游设有一快速活动挡光板，用它把同步光束遮断。

(iii) 在与磁铁引出口法兰相接处和 Be 窗前，设置水冷光阑，以限定一定尺寸的同步辐射光束的通道，初步加以准直。同时也防止强烈的同步光照射到其他部位造成损伤。经过水冷挡光板后提供给各分光束线使用的同步光束。

(iv) 粒子流的防护，由两个束流阻挡器 (*Beam stopper*) 承担。束流阻挡器为厚约 40cm 的铅块。在电子束注入阶段，阻挡器降落

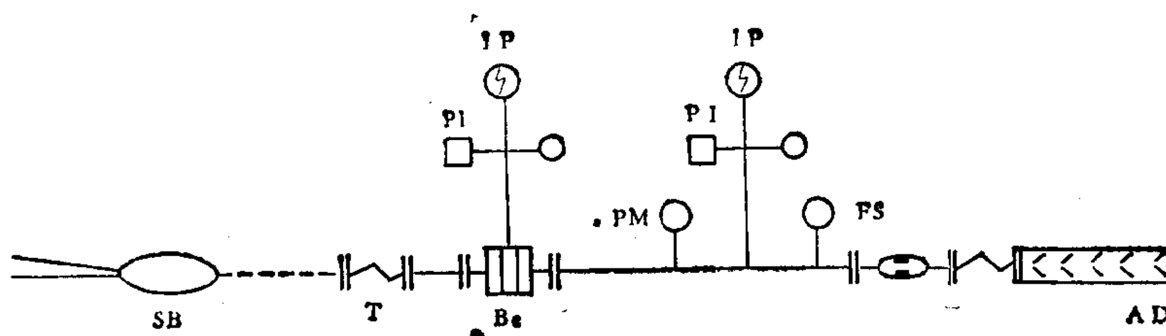


图 12.18 光束线前端

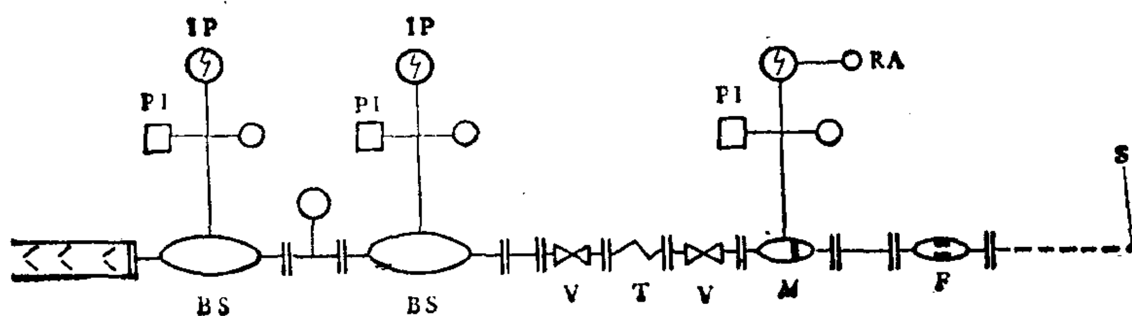
S——光源点，F——固定罩，M——活动罩，V——阀（右边的一个是快速阀）R 挡器，AD——声延迟线，PM——位置监测，FS——快速传

到光束通道以屏蔽高能粒子和其他辐射。利用同步光做实验时，阻挡器提升，让出光束通道。

(v) 上面提到的 Be 窗，既是真空保护元件，起超高真空密封作用，又是光学元件，起高通滤波器的作用。厚度为 0.25mm 和 0.5 mm 的 Be 窗的透光特性如图 12.19 所示。若取 10% 为 Be 窗的可用透光下限，能量大于 3.5keV 的 X 光束线，可采用两层 0.25mm 厚的Be膜做成的组合 Be 窗。其中一层主要承受热负荷，另一层主要承受大气压力。也可以在 Be 窗上方的真空系统里装备一个很薄(5—10μm)的热解石墨吸收片，这些薄片吸收了长波辐射，并能经受很高的温度。为了防止 X 射线在 Be 窗后受到空气太多的衰减和散射，通常在 Be 窗下游充以氦气，由于 Be 的化学活动性强，必须注意氦气中的其它气体成分与 Be 发生作用。在 X 射线通过时，一些元件也会有气体析出。表 12.5 给出一些元素对 X 射线的质量吸收系数和吸收长度。超高真空束线则不设 Be 窗。

(vi) 分束箱。分束箱设在 Be 窗之后，用它将光束分配给各支线。每个分支光束有一分路闸 (*Shutter*)，可独立将各分光束阻断，分路闸与实验站棚屋 (*Hutch*) 的安全速锁系统相连，只有光束阻断后棚屋的门才能打开。

此外，在前端区还备有光束位置监测和束线准直等装置。



区结构示意图

A——残余气体分析器，IP——离子泵 PI——抽空装置和规，BS——束流阻感器，Be：铍窗，T——波纹管，SB——分束箱

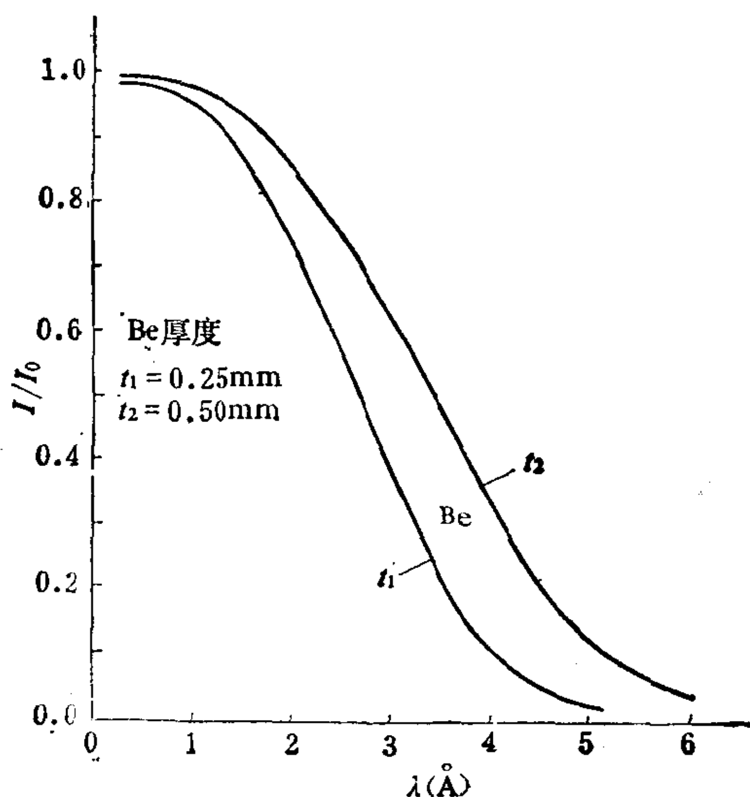


图 12.19 Be 窗的透光特性

3. 光束线的光学器件

同步辐射光束线的光学系统主要包括：镜子、单色仪、偏振镜、滤光片、光栏及狭缝等器件。由于同步辐射具有频谱宽、功率大等特点，所用光学器件较传统的光学仪器有很大发展。

表 12.5 一些元素对X射线的质量吸

元素密度 $\rho(g/cm^3)$			
		1.0	1.5
氢	cm^2/gm	7.32	2.16
9.0×10^{-5}	l_0 (m)	1.52	5.14
氩	cm^2/gm	65.2	17.2
1.79×10^{-4}	l_0 (m)	0.85	3.25
铍	cm^2/gm	567	174
1.85	l_0 (mm)	0.0095	0.031
碳	cm^2/gm	2200	710
1.58	l_0 (mm)	0.0028	0.0089
氮	cm^2/gm	3395	1122
1.25×10^{-3}	l_0 (cm)	0.236	0.714
铝	cm^2/gm	1178	394
2.70	l_0 (mm)	0.0031	0.0094

(i) 镜子. 同步辐射光束线中，常用平面镜和曲面镜对光束进行反射和聚焦. 利用反射镜可以偏转光束、分割光束以分别送到不同的实验站. 在反射光束时，由于截断能量和掠射角成反比，因此可以改变入射光的掠射角以截掉大于一定能量的光子，因此镜子还可以起低通滤波器的作用. 以 10mrad 掠射角入射到铂镜表面上时，反射光子的能量可以高达 8keV. 在同步辐射光束线中，可以利用曲面镜收集具有垂直发散度的同步光，和单色仪配合得当时，能够增加几倍光通量. 理想的聚焦镜是抛物面的，利用它可以获得小截面，高亮度的聚焦光束. 对于垂直发射角不大的X射线同步光，也可采用圆柱面、超环面或球面镜起聚焦作用.

镜子的反射率和光子能量、入射角、表面材料及光洁度等因素有关. 利用铍 (Be)、铜 (Cu)、碳化硅 (SiC) 及熔融石英 (SiO_2) 等材料，可以制成各种类型的反射镜. 对镜子表面进行很好地抛光后，其不平度的均方根值可以低于 3—5 Å. 还可以在镜子表面镀金、铑或铂等反射层，以提高其反射率. 在掠射角很小(几度)而垂直角接收度要求较大时，需要很大尺寸的曲面镜，这对制作技术

E_γ(keV)

2.0	3.0	5.0	10.0	20
1.06	0.561	0.419	0.385	0.370
10.48	19.80	26.52	28.86	30.03
6.68	1.89	0.536	0.244	0.196
8.36	29.56	104.3	229	286
72.8	20.5	4.07	0.589	0.218
0.074	0.264	1.33	9.18	24.8
307	90.6	18.6	2.19	0.414
0.021	0.070	0.340	2.89	15.3
494	149	31.3	3.67	0.580
1.62	5.38	25.6	218.3	1379
2306	807	198	26.4	3.39
0.00157	0.0046	0.0187	0.140	1.092

要求是很高的，由于镜面可能受到每平方厘米几百瓦的辐射功率，因此需要认真考虑热负载、水冷等问题，在2keV以上的光子照射时，还要考虑表面碳污染问题. 同步辐射用的镜子，常装在具有调节机构的镜箱之中，受光束线的控制系统控制.

(ii) 单色仪. 有些同步辐射实验工作，需要在广阔的连续谱中选取一定波长的单色光，并在一定波段中扫描，这就需要使用单色仪，不同波段的单色仪使用不同的色散元件. 在波长较长的波段(从约10Å以上到远红外区，即光子能量在1keV以下时)，可以使用光栅作色散元件，对可见光波段可以使用棱镜作色散元件，或使用滤光片. 在波长较短的波段（从约20Å以下到硬X射线区，即光子能量在600eV以上时)，则需使用各种晶体作色散元件.

利用晶体作单色仪的工作原理，基于著名的布拉格公式:

$$2d\sin\theta = n\lambda, \tag{12.27}$$

其中 d 为晶格面间距(以Å作单位)，

λ 为入射波波长(以Å作单位)，

θ 为衍射角，

n 为整数 1、2、3 ……，称衍射级数。

当一束多色准直 X 光以一定角度入射到晶体表面时，只有满足布拉格条件，才发生衍射。即在不同的出射方向上得到不同波长的衍射光。平面晶体的角色散率 D_0，可由布拉格公式微分求得：

$$D_0 = \frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{n}{2d\cos\theta} = \frac{1}{\lambda}\tan\theta, \tag{12.28}$$

或

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \mathrm{ctg}\theta d\theta. \tag{12.29}$$

由此可见色散率随晶格面间距的减少而增大(但 $2d$ 不能小于 λ)；随极次和衍射角的增加而增大。所以对一定波长的 X 光，用 $2d$ 值稍大于 λ 的晶体，可以在大 θ 角处得到理想的角色散。

和一般光学仪器中的单色仪比较，同步辐射光束线上使用的单色仪有以下特点：

(a) 光谱范围宽，为了从红外到硬 X 射线各种波段都可以进行工作，以便更有效地利用同步光，已经设计出具有宽光谱覆盖范围的同步光单色仪。有些可在高真空度下更换晶体或光栅等色散元件，以适应不同的调谐能量范围，并保证必须的能量分辨率。例如 Grasshopper 单色仪，可以在 2.4 Å 到 2400 Å 波段范围内，实现连续调谐进行实验工作。

(b) 在单色仪调谐过程中，一般入射光束方向不变，而出射光束的方向和位置都随波长改变而变化，这就要求实验台及样品随动，以保证照射到样品上的光点位置相对稳定，但最好能改进单色仪的结构，使出射光的方向、位置中的一项或两项保持不变，以方便实验工作的进行。目前常采用由计算机协调控制，各自由度由步进电机独立传动的结构来达到这种要求。有的单色仪还具有自动补偿热效应误差等功能。

(c) 同步辐射单色仪的光学元件要承受很大的辐射功率。这使单色仪的色散元件产生很大的热应力和辐射效应，因此需要

选择适当的色散元件材料，并采用冷却措施以减少热变形对单色仪波长调谐准确性和分辨率的影响，同时要考虑第一个色散元件的易更换性.

(d) 工作在真空紫外和软X射线波段的单色仪需要适应超高真空的工作环境. 不允许在结构中采用有机材料另件和密封件，也不能在运动部件中使用润滑油，为了便于密封，常采用波纹管等器件.

(e) 由于高能加速器周围的辐射剂量较大，单色仪必须能遥控操作.对于X射线光束线，在辐射源和实验站之间常采用长光学管道，以保持足够的间距.

(f) 由于储存环内电子束流强度随注入情况及工作时间变化，因而同步光强度会随之有所变化，为了补偿，适当的强度监测器是必要的.

为了满足不同实验项目所需要的波段范围，分辨率、光通量、光斑尺寸、偏振度等要求，近年来发展了很多不同类型，不同特点的同步辐射光束线专用单色仪.

光栅单色仪

光栅是在同一高度抛光的表面上，刻出大量平行、等距的槽.紫外—可见光区的标准光栅，每毫米能刻到二千多条槽. 随入射角不同，光栅单色仪分为两种：在300Å—3000Å(40—4eV)波段，采用正入射（入射角小于45°）式光栅单色仪；在10Å—300Å(1keV—40eV)波段，正入射时反射率低，光通量损失太大，需要采用掠入射(入射角大于45°)式光栅单色仪，但这时像差问题较为严重.

常用的正入射式光栅单色仪有三种类型.

Seya-Namioka型正入射式凹面光栅单色仪. 这种单色仪五十年代即开始使用，其入射及出射狭缝固定，在波长扫描时，只要求光栅绕与其表面相切，并垂直于图面的轴转动，这种单色仪结构比较简单，因此很适用于超高真空条件，广泛采用于同步辐射装置

中。其典型参数为：光栅曲率半径 $R = 1\text{m}$，入射光与出射光夹角 $\theta = 75°15'$，光栅为每毫米 1200 条线。单色仪工作在 300—3000 Å 区间，当狭缝为 20μ 时，分辨率约为 10^{-3}—10^{-4}。

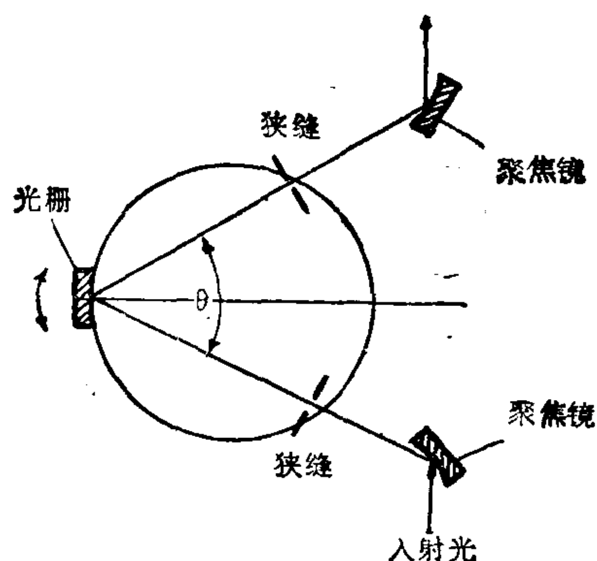


图 12.20　Seya-Namioka 型正入射式凹面光栅单色仪

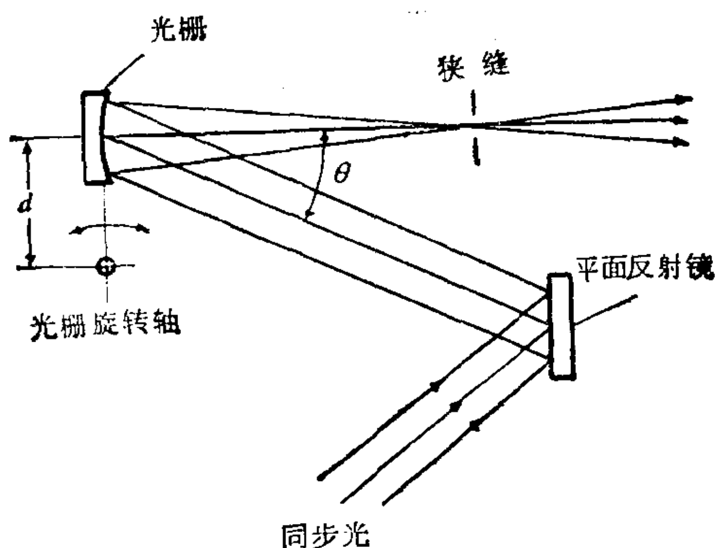


图 12.21　Wadsworth 改进型正入射凹面光栅单色仪（其入射光与出射光夹角 $\theta = 15°$）

Wadsworth 改进型正入射式凹面光栅单色仪。

这种单色仪是 1967 年在 DESY 开始使用的，其光栅固定在偏心轴上，利用同步辐射的准直性，仪器不装入射狭缝。由于这种

单色仪光学元件少,光能损失少,要求输出高通量时较为适用. 在HASYLAB 使用的这种单色仪,其光栅曲率半径为 2m, 每毫米刻线 1200 条,其入射光与出射光夹角为 $\theta = 15°$, 波长覆盖范围为 250—2500 Å(5—500V), 分辨率约为 2×10^{-3}.

Mcpherson 型正入射式光栅单色仪. 这种单色仪输入和输出臂长相同,有入射狭缝,故其分辨率比前种类型的单色仪好. 波长扫描时, 光栅除转动外, 并沿两狭缝对光栅中心夹角的平分线移动.

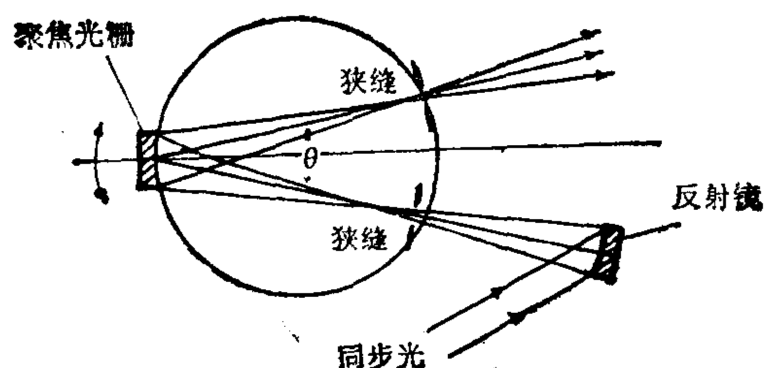


图 12.22 Mcpherson 型正入射式光栅单色仪,其入射光与出射光夹角为 $\theta = 15°$, 圆圈为罗兰圆

DORIS 使用的这种单色仪,光栅上每毫米刻线 1200 条,波长范围约为 400 Å—2000 Å,在狭缝宽 10μ 时, 分辨率在 10^{-4} 以上. 在储存环流强为 200mA 时,可提供光子通量 10^7 光子/s. 缺点是短波反射率低,传动机构比较复杂.

表 12.6 给出一些同步辐射实验室使用的正入射式光栅单色器的基本情况.

通过理论上分析光栅成像和高级像差等问题, LURE、HASYLAB 和 SSRL 等实验室近年来又研制出超高亮度或分辨率与亮度乘积更好的正入射式光栅单色器.

常用的掠入射式光栅单色仪也有三种类型.

掠入射式平面光栅单色仪. 这种单色仪 (图 12.23) 的光通量大,扫描机构简单,出射光束方向恒定, 因而在同步辐射中得到广

表 12.6 正入射式光栅单色仪（4—40eV）

实验室	单色仪类型	基本特性
BESSY	Wadsworth 改进型 1m Seya-Namioka 型	高强度 水平接收度 26mrad
HASYLAB	3m Mcpherson 改进型 Wadsworth 改进型 Seya-Namioka	高分辨率 高通量
NBS	2m Mcpherson 类型	高通量，无入射狭缝， 水平接收角 65mrad
SRS	Wadsworth 改进型 5m Mcpherson 类型 Seya-Namioka 型	
SSRL	Seya-Namioka 型	

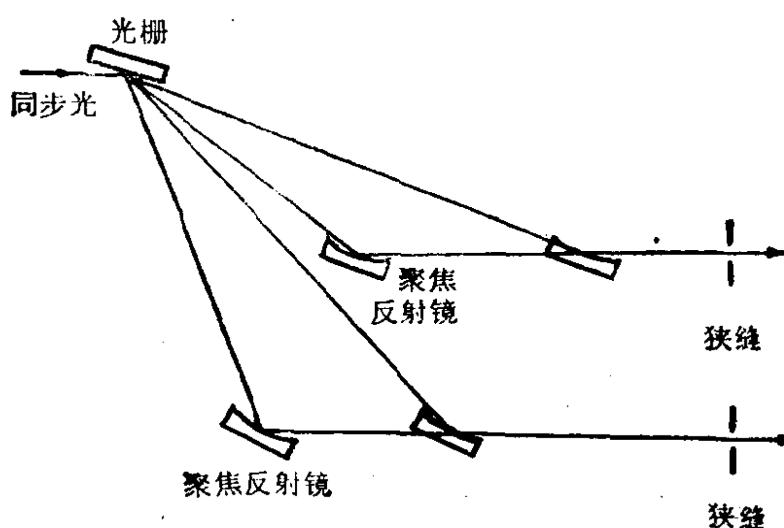


图 12.23 掠入射式平面光栅型单色仪

泛的应用．在 Daresbury 装置的这种设备有四种聚焦条件，工作波段分别为 36—75Å；50—130Å；96—270Å；170—500Å．通过选择合适的掠射角，可在一定的波段范围内控制高级次的重叠，分辨率能作到 0.1—0.2Å．

1978 年 Eberhardt 等改进了这种单色仪，在平面光栅前加平面镜，可使光栅不直接对着同步辐射源，这对保护光栅是有好处的．他们作了六块，这种平面镜分别安置在六个不同的位置上，工

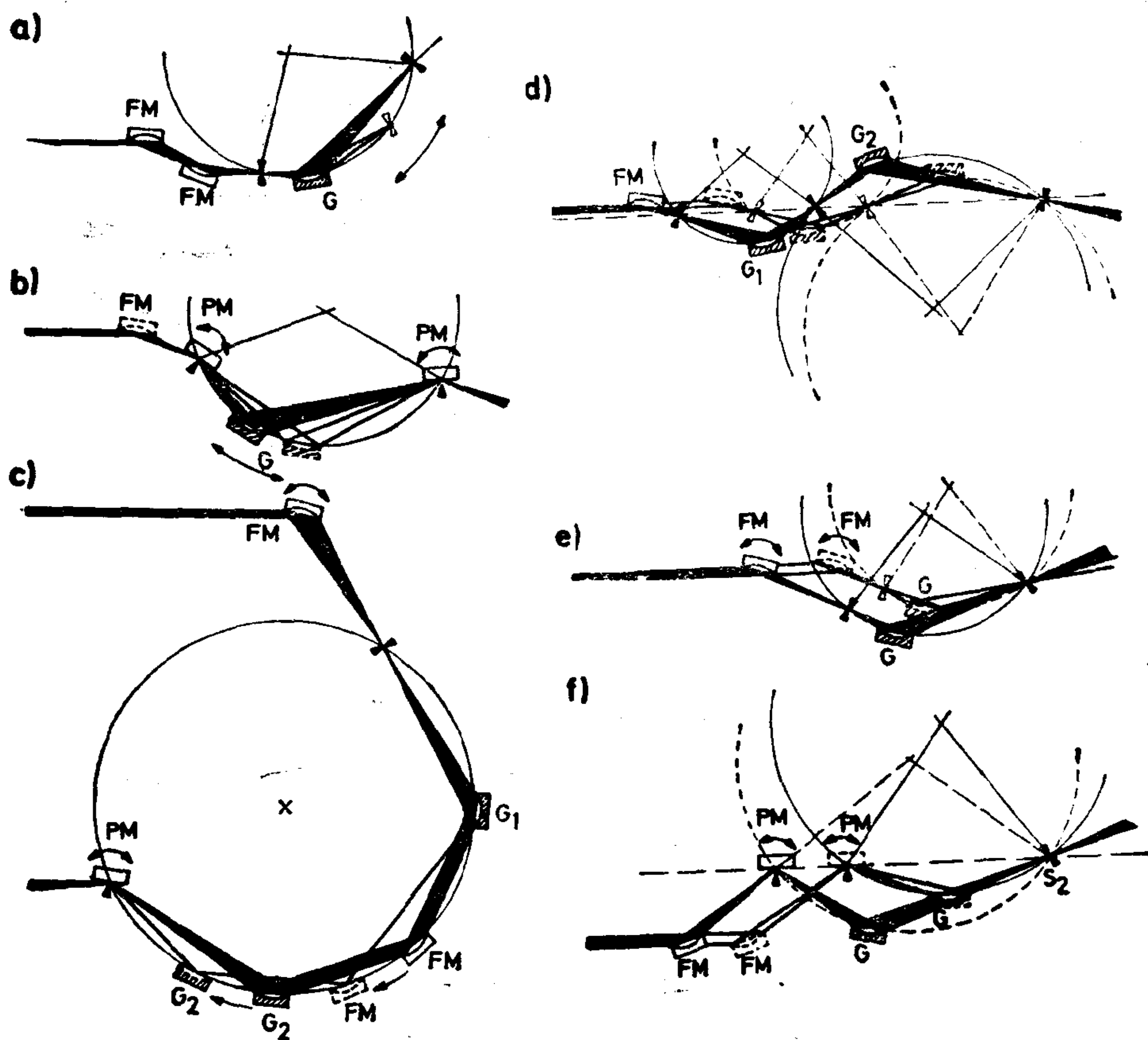


图 12.24 掠入射式凹球面光栅型单色仪
图中 G 为凹球面光栅，FM 为聚焦镜，PM 为平面镜.

作时使它们分别依次准确地进入光路，以调谐不同频段。这种仪器称为 Flipper 单色仪. 光栅为每毫米 1200 条线，波长覆盖范围为 60 Å—600 Å (20—200eV)，当 DORIS 工作在 3.3GeV, 100mA 时，在 100eV 处光子通量为 6×10^{10}光子/s. 出射狭缝为 200μm 时，分辨率约为 10^{-3}.

掠入射式凹面光栅单色仪. 这种仪器的光栅和狭缝均严格安置在罗兰圆上，具有较高的分辨率，但结构复杂，一般有六种形式.

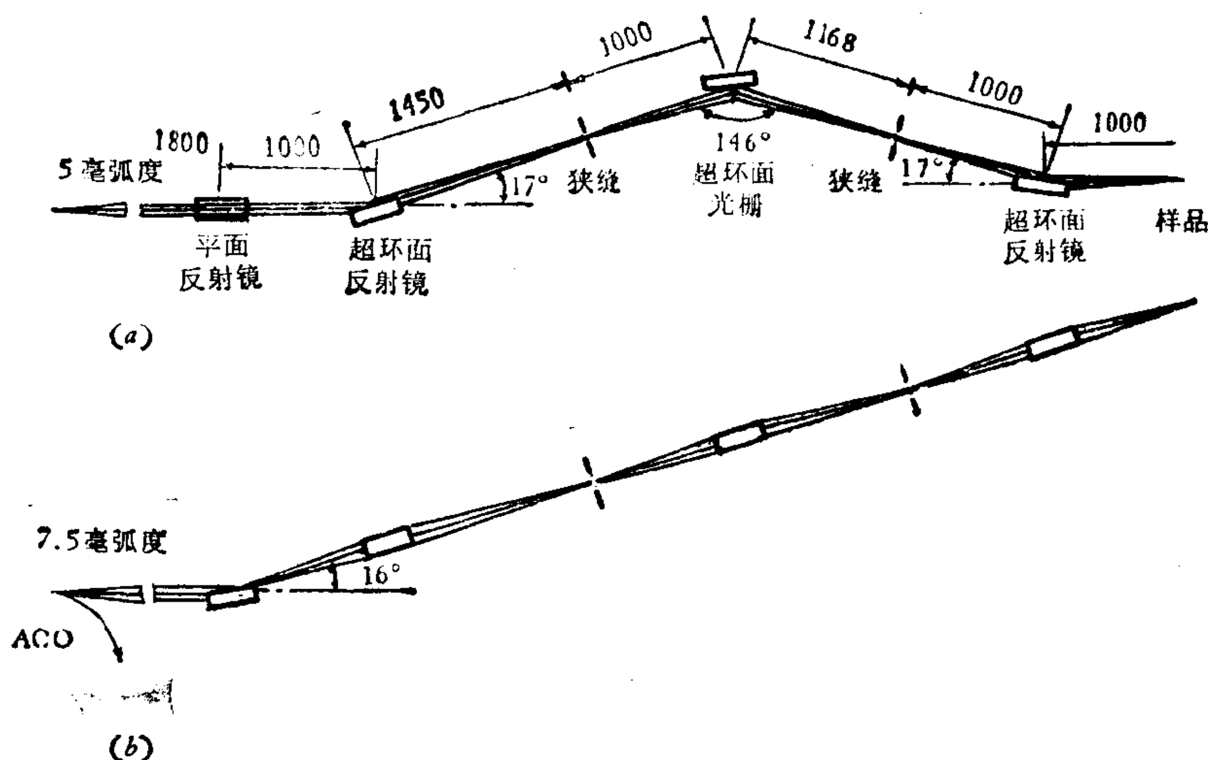


图 12.25　掠入射式超环面光栅单色仪　(a) 侧视图　(b) 俯视图

a、e 两种形式出射光束方向随波长变化，因此实验装置需要随之运动,使用不方便,

b 型虽然克服了上述缺点,但当光栅处在长波位置时,掠入射角偏大,除引起较大像差外,结构安排也困难.

c 型因采用了双光栅,分辨率高,杂光少,级次选择能力好,但反射率低,机械结构复杂.

d 型有一中间狭缝，并有刻线数相同的两块光栅，波长扫描时,可以保证出射光方向不变,但结构过于复杂.

f 型是 1978 年 Pruett 提出的较为先进、较为通用的一种凹球面光栅单色仪,称为 Grasshopper 型单色仪.波长扫描时，聚焦镜（FM）和平面镜（PM）都平行于同步辐射光源移动，平面镜还转动，光栅沿出射光束方向移动，相当于罗兰圆绕出射狭缝转动,这使出射光束方向始终保持不变,并能获得较高的分辨率. 在 SSRL 有一台半径为 1m 的这种单色仪,光栅为每毫米 2400 条线;波长覆盖范围 15 Å—500 Å ,分辨率约为 10^{-2}—10^{-3},

掠入射式超环面光栅单色仪． 这种单色仪采用超环面光栅，能有效地校正像散、提高仪器的通光效率． 波长扫描时光栅只作简单旋转，结构简单，适用于超高真空，近年来多被采用．

前置超环面反射镜将同步辐射发光点成像于入射狭缝处．根据入缝处要求的光斑大小及装置可确定前置镜的聚焦比及相应的参数．后置镜将出射狭缝成像于样品处，其参数可以根据实验站对光斑大小的要求确定．超环面光栅的参数需要根据波段范围及分辨率等指标确定．

在 ACO，共用了四台超环面光栅单色仪． 其中一台可更换三块光栅，波长范围 100—2000 Å，布置如图 12.25 所示．用每毫米 950 条线的光栅时，在 171 Å 及 304 Å 处，分辨率接近 0.25 Å．

目前超环面光栅单色仪是使用很广的一种同步辐射单色仪．表 12.7 给出一些实验室中使用的这种单色仪的主要参数．

晶体单色仪

波长很短（20 Å以下）时，以晶体代替光栅作为单色仪色散元件．不同晶体不同反射面的晶面间距（$2d$）不同，约 2 Å到 100 多 Å，可根据需要选用适当的一块或几块晶体作为单色仪的色散元件，覆盖一定的光谱范围．图 12.26 给出晶体对 X 射线衍射的示意图．表 12.8 给出常用晶体的分光性能参数．

对于 X 射线（$E = h\nu = ch/\lambda$） 可以将布拉格公式 （12.30）

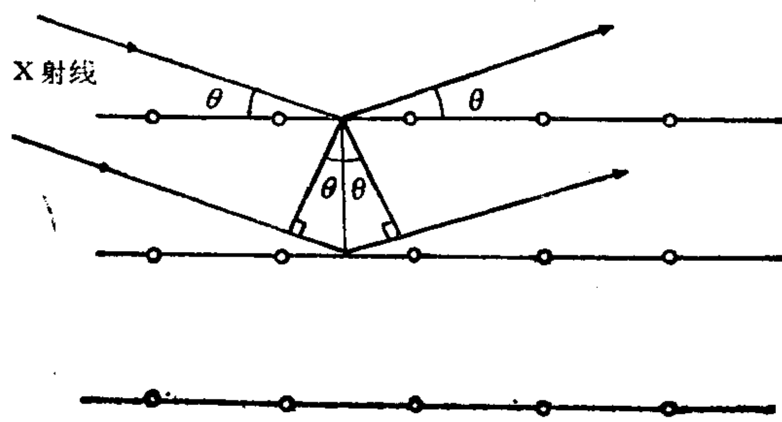


图 12.26 晶格阵列和其对 X 射线的衍射

表 12.7　一些超环面光

实验室	型号	能量范围 (eV)
BESSY	TGM1 TGM2/3 高能 TGM 无狭缝	6—105 8—200 250—800
HASYLAB	TGM	20—150
LURE Orsay	LHT30 3m	10—110 10—150 125—400
	1m	20—80 80—200
MAX Lund	TGM	15—250
NBS Washington	TGM	20—400
NSLS Brookhaven	TGM (无狭缝)	200—1000
SRC Wisconsin	DTGM 6/10mTGM	10—150 6—200—700

写成能量形式：

$$E = n\frac{hc}{2d\sin\theta} = n\frac{12398\cdot 52}{2d(\text{Å})\sin\theta}(\text{eV}), \qquad (12.31)$$

微分后得到能量分辨率 $\Delta E/E$ 为

$$\Delta E/E = \Delta\lambda/\lambda = \text{ctg}\theta\Delta\theta = \frac{\Delta\sin\theta}{\sin\theta}. \qquad (12.32)$$

在 θ 角减小时，分辨率变坏而衍射效率增加，谱线能量的展宽 ΔE 越小，表示分辨率越高。实际上除晶体色散率外，影响单色器能量展宽及分辨率的因素还很多。例如在水平与垂直方向X射线源焦斑的大小，单色仪晶体面积和晶体吸收，以及谱线的自然宽度和晶体的非完整性引起的展宽(晶体摆动曲线)，以及晶体几何条件的不理想性等，都会影响单色仪的能量分辨率。

栅单色仪的参数

偏转角	入射臂 (mm)	出射臂 (mm)	光栅频率 (1/mm)
146° 162° 172°	1500 5000	2634 11364	256,950 200,600,1800 1100,1500,1800
160°	2166	3493	750,1500,300
142° 150° 166°	320 2908	320 3451 4255	550 600
161°	888	1127	450 1200
162°	1820	2820	450,1800
162.2—173°			
175	4490	4340	
150 172°	1145 2977 2111	1927 7045 3888	450,1800 800,1200,1800

如果X射线为一平行光束，则可用平面型晶体作单色仪．对于点光源，如果采用平面晶体分光，则照射到晶体表面各点的入射角不相等，只有极小的一束X射线符合布拉格条件产生衍射，而在晶体大部分区域不产生衍射，因此衍射强度很低，必须采用弯曲晶体进行分光，以保证在晶体表面各处的入射角相等，这就是聚焦型X光单色仪．对聚焦型X光分光系统，聚焦圆半径 r 是一个基本参数，对系统的色散率及衍射强度起决定性作用，r 大色散率大，可获得较高的分辨率，但射线强度降低．一般在分辨率允许的条件下，减小聚焦圆半径，以获得较高的X射线强度．

我们先讨论平晶单色仪．

双晶单色仪是平晶单色仪的一种．Parratt 等人于1959年开始研究同步辐射用的双晶单色仪．两块平晶平行放置，保持同步

表 12.8　同步辐射常用晶体的分光性能参数表

晶体	反射面	晶系	晶面距离 $2d$(Å)
碳酸钙 $CaCO_3$	633	六角	2.02
石英 SiO_2	$22\bar{4}3$	六角	2.024
石英 SiO_2	$22\bar{4}0$	六角	2.451
石英 SiO_2	$20\overline{23}$	六角	2.806
碳酸钙 $CaCO_3$	422	六角	3.304
硅 Si	220	立方	3.839
氟化钙 CaF_2	022	立方	3.84
锗 Ge	220	立方	4.00
铝 Al	111	立方	4.66
石英 SiO_2	$11\bar{2}0$	六角	4.912
氯化钠 NaCl	200	立方	5.64
硅 Si	111	立方	6.271
锗 Ge	111	立方	6.5327
石墨 C	002		6.696
石英 SiO_2	$10\bar{1}1$	六角	6.7153
石英 SiO_2	$10\bar{1}0$	六角	8.512
ADP $NH_4H_2PO_4$	101		10.659
石膏 $CaSO_4\ 2H_2O$	020		15.185
云母 $K_2O, 3Al_2O_3, 6SiO_2$	002		19.84
$NaAl_{11}O_{17}$	0002	六角	22.49
KHP $KOOC\cdot C_6H_4COOH$	$10\bar{1}0$	六角	26.632
马来酸氢十六烷 HHM			58
马来酸氢十八烷 OHM			63.5
琥珀酸氢十八烷 OHS			96.9
软脂酸铅 $M(C_{16}H_{31}O_2)_2$			90
硬脂酸铅 $M(C_{18}H_{35}O_2)_2$			100.8
廿烷酸铅 $M(C_{20}H_{39}O_2)_2$			110
廿四烷酸铅 $M(C_{24}H_{47}O_2)_2$			131.45
廿六烷酸铅 $M(C_{26}H_{51}O_2)_2$			140
卅烷酸铅 $M(C_{30}H_{59}O)_2$			165

光出射和入射方向平行。图 12.27 给出：(a) 同向(＋－)型和 (b) 反向(＋＋)型高色散双晶单色仪光路图。

构槽切割式（*Channel cut*）双晶单色仪，是在同一块晶体上

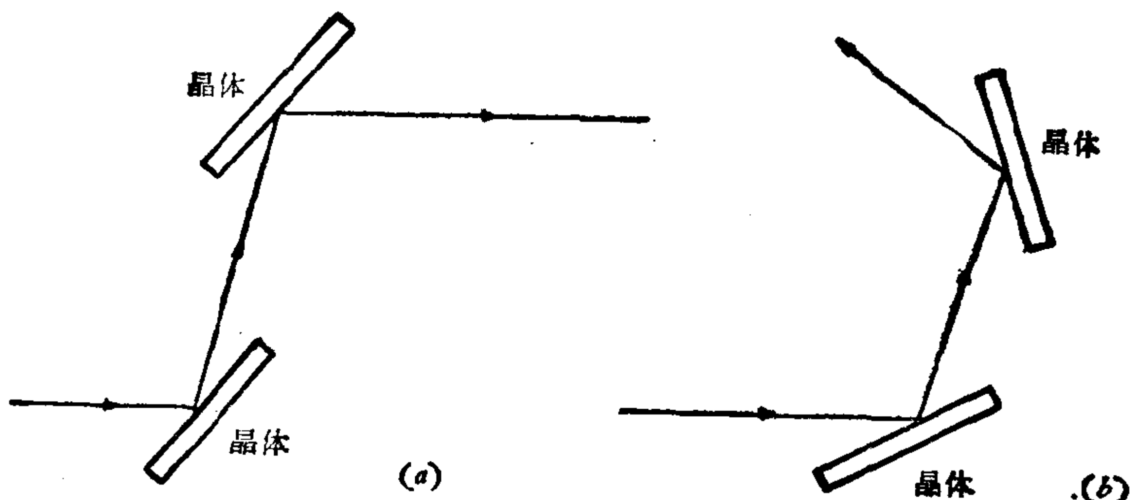


图 12.27 双晶单色仪光路图 (a) 同向型(+－)，(b)反向型(++)

切割出两个彼此平行的色散反射面．这种单色仪结构简单，分辨率高，但存在高次谐波问题．在波段扫描时，因为出射光束方向和位置变化，给实验工作带来不便．

分离式双晶单色仪(图 12.28)由改变晶体的 Bragg 反射角进行波长扫描和调谐．为了保持出射光束和入射光束高度不变，两晶体除了作同步转动之外，第一块晶体还需要在同一平面上作协调的平移．为了减少高次谐波，可由计算机控制使两块晶体之间有相对角偏移．这种单色仪的能量分辨率可达 10^{-4} 左右．

反向型(＋＋)高色散单色仪，在进行连续波长扫描时，需要比较复杂的调谐机构．第二块晶体需绕第一块晶体转动，而探测器

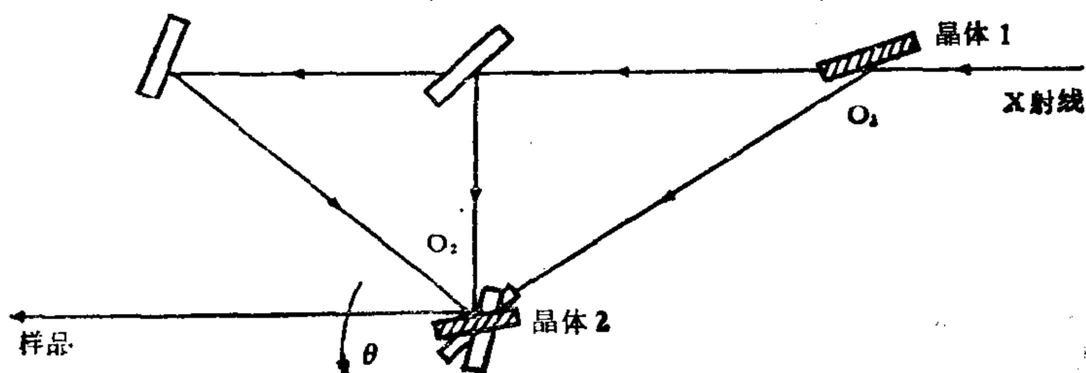


图 12.28 双平晶单色仪

又要绕第二块晶体转动．同时两块晶体还要以不同角速度绕两个晶体面内的轴进行转动．

SSRL 1980 年利用上述原理制成《JUMBO》单色仪，它是一台能完整覆盖软 X 波段，并具有能量分辨率为 5×10^{-4} 的双平晶单色仪(图 12.29)．同步辐射经过一个入射狭缝，以 1° 掠射角入射到一面石英玻璃为基底镀铂的超环面聚焦镜上，聚焦镜的水平接收角为 10mrad．《JUMBO》单色仪出射光束的方向和位置都始终不变．《JUMBO》的全部元件可以在 10^{-9}Torr 以上的真空条件下工作．其平移运动采用先进的气垫轴承结构，保证了由计算机控

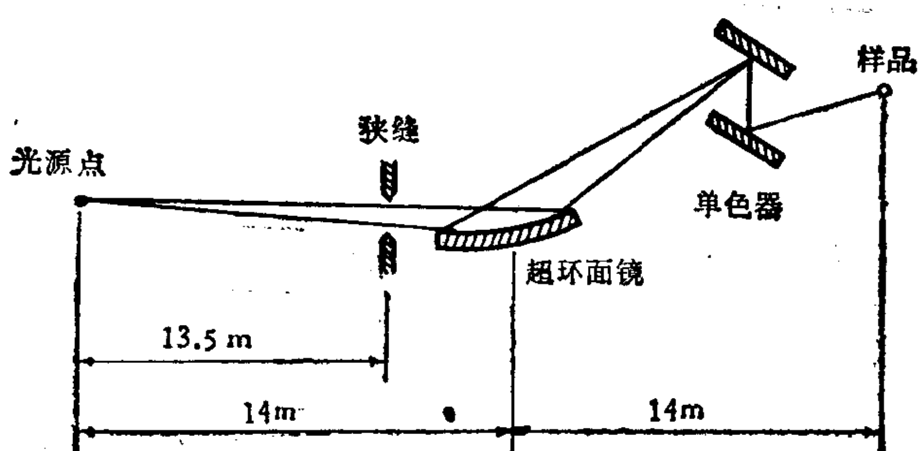


图 12.29　JUMBO 型双平晶单色仪

制平移位置的精确性．在不破坏真空的前提下，可以由高真空内的精密机械装置，分别更换两块色散元件的组合（光栅-光栅；光栅-镜子；晶体-晶体或晶体-多层干涉涂层等），从而可以覆盖 5 eV—5keV 的宽光谱范围，并保证在全段范围内高于 5×10^{-4} 的能量分辨率．

除双晶单色仪外，还有其它一些平晶单色仪． Beaumont 和 Hart 及 Bonse 等人研究了由几块平晶组成的同步辐射用单色仪(图 12.30)． 计算了在不同安排下多次反射结果的分辨率和消除高次谐波等问题．

图 12.30 (a)中四次反射的单色仪，是两个双平晶单色仪（+－）和（＋＋)的组合，可以给出无偏移的出射光束．这种单色仪的

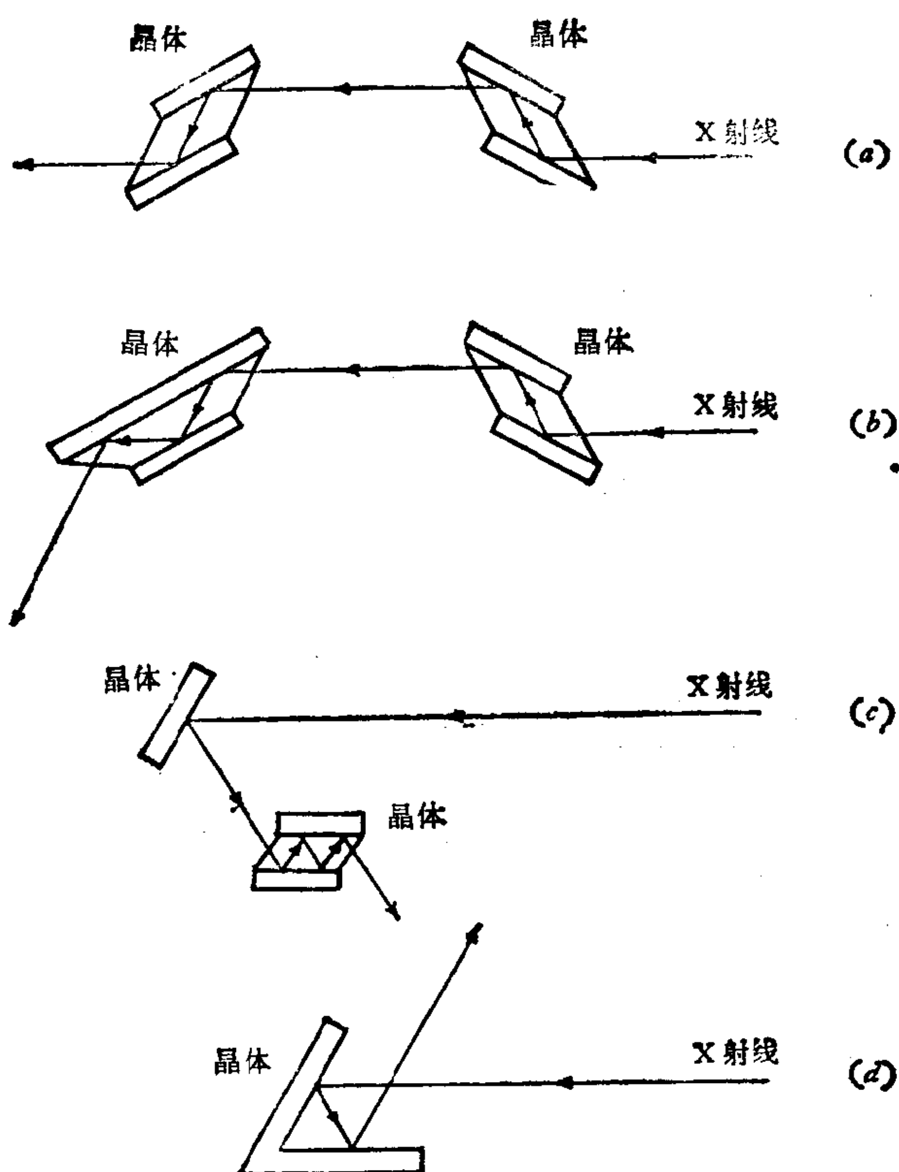


图 12.30　几种形式的平晶单色仪

分辨率极高，扫描机构简单，而且与光源的位置涨落关系不大. Daresbury 首先建成，DESY 近期也使用了这种设备.

图12.30中其它类型的平晶单色仪，有的也具有上述特性. 有的可以将单色束偏转到所希望的方向，以避免直射的同步光照射，有的则具有机械强度好等特点.

图12.31所示的一种类似的平晶单色仪，入射束经过四次布拉格反射后，出射束的方向和高度均不随扫描波长改变. 这种单色

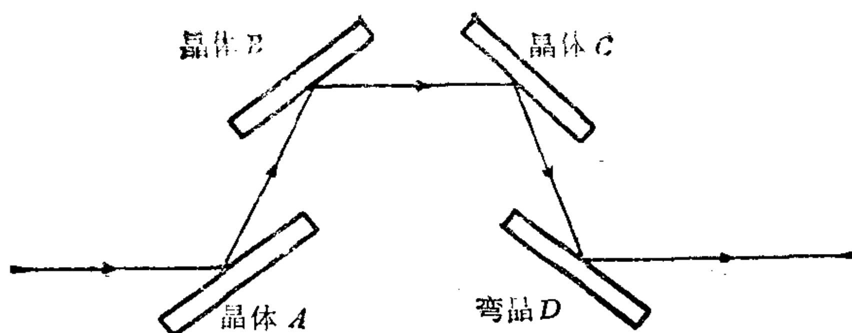


图 12.31　一种四平晶单色仪的光路图

仪有很高的分辨率．晶体D带有弯曲机构，因此具有水平聚焦能力，提高了光子通量密度． 波长扫描时第二组晶体（C．D 晶体）需配合作平移运动，使光束总是聚焦在样品的位置，而不需要改变晶体曲率半径，这对于某些实验，例如 EXAFS 是很方便的．

现在我们再来讨论弯晶单色仪．

切好反射面的晶体，沿某一方向弯曲后，可以将由罗兰圆上一个点光源发射的光聚焦到罗兰圆上．和光栅单色仪不同，这种条件只对镜反射中某一波长合适，难以作频谱扫描，在同步辐射工作中，光源点一般距晶体很远，因而用这种方法得到的像点距晶体也是很远的．

Rosenbaum 等 1974 年建成了一台聚焦单色仪，其光源到晶体和晶体到焦点的距离不一样．以后其它实验室也建成了类似设备，大都用于生物样品小角度散射实验．因为这种实验不要求单色仪有很宽的通带．

图 12.32 给出 SSRL 一台反射镜和晶体组成的双聚焦单色仪原理图．在这类设备中常利用反射镜起垂直方向聚焦和排除高次谐波作用．

表 12.9 给出弯晶单色仪及同步辐射光束线中使用的一些聚焦光学系统的性能参数．

4. 光束线的布局

由储存环各个光束引出口引出的同步光，经过屏蔽墙到实验厅后，根据实验要求分成几条分束线，通过各自的光学系统引向各

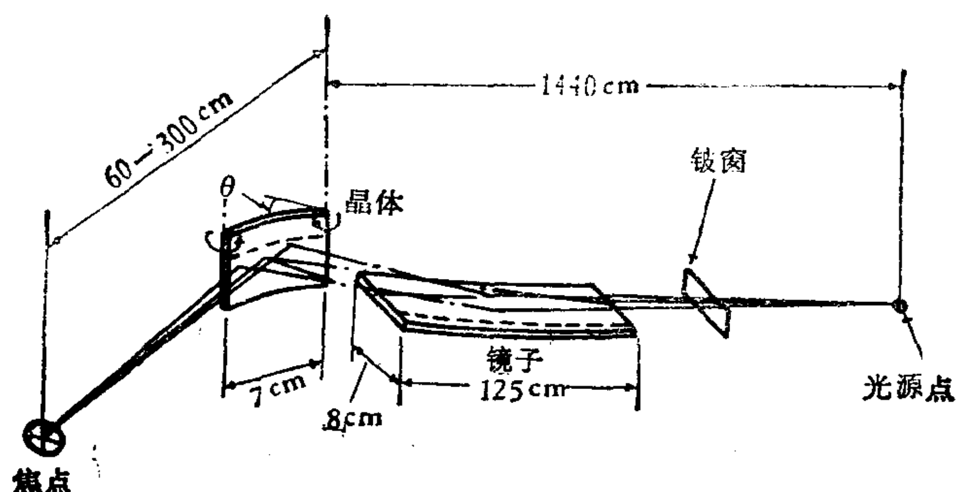


图 12.32 SSRL 进行生物样品小角度散射实验用的双聚焦型同步辐射单色仪

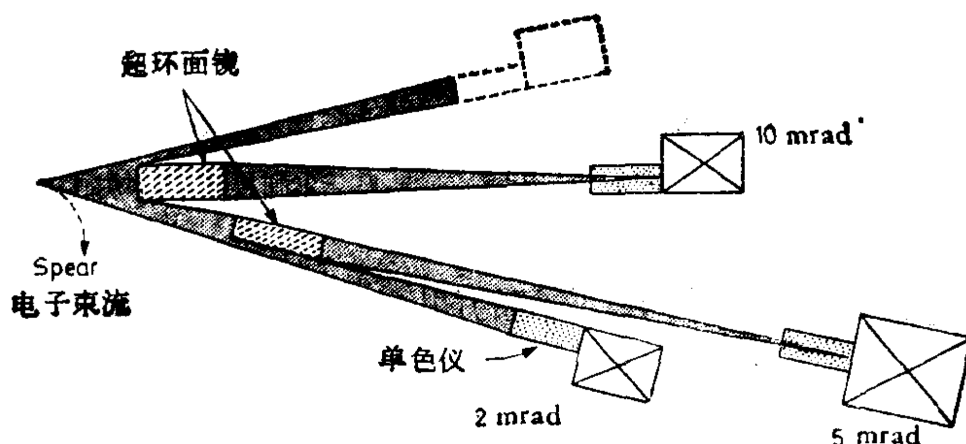


图 12.33 美国 SPEAR 储存环上 SSRL 第II条X光光束线的布局．两个超环面聚焦镜，均可将 10mrad 水平张角的X射线聚焦到样品上

个实验站．图12.33给出 SPEAR 储存环上第II条X光光束线(总共18mrad)的布局图，两个超环面聚焦镜均可将 10mrad 水平张角的X射线聚焦到样品上．图 12.34—12.39 中给出美国、日本等几个同步光源实验区同步光束线总布局和几个同步辐射实验室和实验大厅的照片．

12.2.3 光子探测器

本书上册 1.2.4 节介绍了高能粒子探测技术． 同步辐射应用

表 12.9 同步辐射用各种

作者	单色仪	距离		镜
		源到晶体 p(m)	晶体到焦点 q(m)	长度
Barrington Leigh Rosenbaum (1974)	石英(10$\bar{1}$1)	30.5	1.2—1.8	20cm×2
Webb (1977)	硅(111)	14.4	0.6—3.0	125cm
Haselgrove (1977)	锗(111) 石英(10$\bar{1}$1)	~50	2—2.5	20cm×2
Rosenbaum Harmsen (1978)	锗(111)	—	1.5—2.5	20cm×8
Lomonnier (1978)	锗(111)	15.5	1.7	—
Sparks (1978)	热解石墨 (002)	17	1.0	—

研究工作中需要探测的主要是低能光子和电子，所用探测设备和高能粒子探测器有所不同，但两者在某些探测原理和方法上也有不少相互联系和类似之处。

同步辐射的光子分布在广阔的能区，这里主要介绍适用于 4eV（3000 Å）到 124keV (0.1 Å）能量范围的紫外或X射线的光子探测器。在四个多量级能量区间记录光子，需要根据不同能区光子的特点，分别使用不同的探测技术，我们主要介绍一些适用于紫外和X射线波段的光电探测系统。

地球大气强烈地吸收 3000 Å以下的辐射，1100—2500 Å区间的紫外光主要被氧分子所吸收，因此 2000 Å以下波段需要用真空仪器。在 1100 Å—20 Å的远紫外 (EUV) 和软X射线 (SX) 能区，原子和分子气体变为强吸收体，而且没有能耐住气压又不漏气的窗材料，因而这个区间需要使用工作在高真空中的开放式探测器。20 Å以下有适用的窗材料，可以用密封式的探测器，但直到 0.1 Å的所有X射线波段都会被大气明显吸收，如果光程在几m以上，都需要用真空系统。大气压下充氦系统，可用于 2 Å以下的X射线波段。

聚焦光学系统性能

子 材料	水平和垂直角接收度 $H\times V$ (mrad)^2	焦点尺寸 $H\times V$(mm^2)	$\Delta E/E$	强度 光子/s
玻璃	0.85×0.05	0.25—1.0	$\sim1\times10^{-3}$	2×10^{7} 1.5×10^{8}
流动玻璃	2×0.35	0.5×0.5	30/8000	2×10^{9}
不镀或镀金玻璃	0.4×0.03	0.6×2	$\sim2\times10^{-3}$	3.6×10^{8} 1.2×10^{8}
玻璃	—	0.4×0.3	—	1×10^{10} 1.5×10^{10}
—	1.6×0.3	0.56×5	3.5×10^{-3}	6×10^{10}
—	2×0.05	1×1	460/37000	8×10^{10} 4.3×10^{11}

紫外和X射线波段的辐射探测系统，可以分成根据辐射的热效应或光效应进行工作的两大类.根据光效应探测的系统,又可分为照像和光电探测两种类型.光电型探测器一般有较高的灵敏度,较好的响应,其稳定性和线性也较好．根据光电效应的具体情况,又可区分为：光发射(*Photoemissive*)和光电导(*Photoconductive*)两种具体种类的探测器．两者都是利用光子和气体或固体物质相互作用原理制成的．在具体介绍这些种类探测器之前，我们先对探测器的性能指标作一些讨论[42]．

同步辐射应用研究工作类型很多，有些实验主要使用各种衍射仪、光度计等光学仪器,有些则使用波谱仪、形貌照相机、光刻机等各种实验设备．用光子探测器可以测定辐射强度、能谱、位置或时间结构等参量,在选用光子探测器时,一般需要注意以下各种性能指标:

(i) 波长限:

一种具体的光子探测器,常常只适用在一定的波长范围之内,其长波限通常由产生某一种光电事件所需要的最低光子能量决定．例如：电离气体原子和分子、光电发射或将半导体中的载流

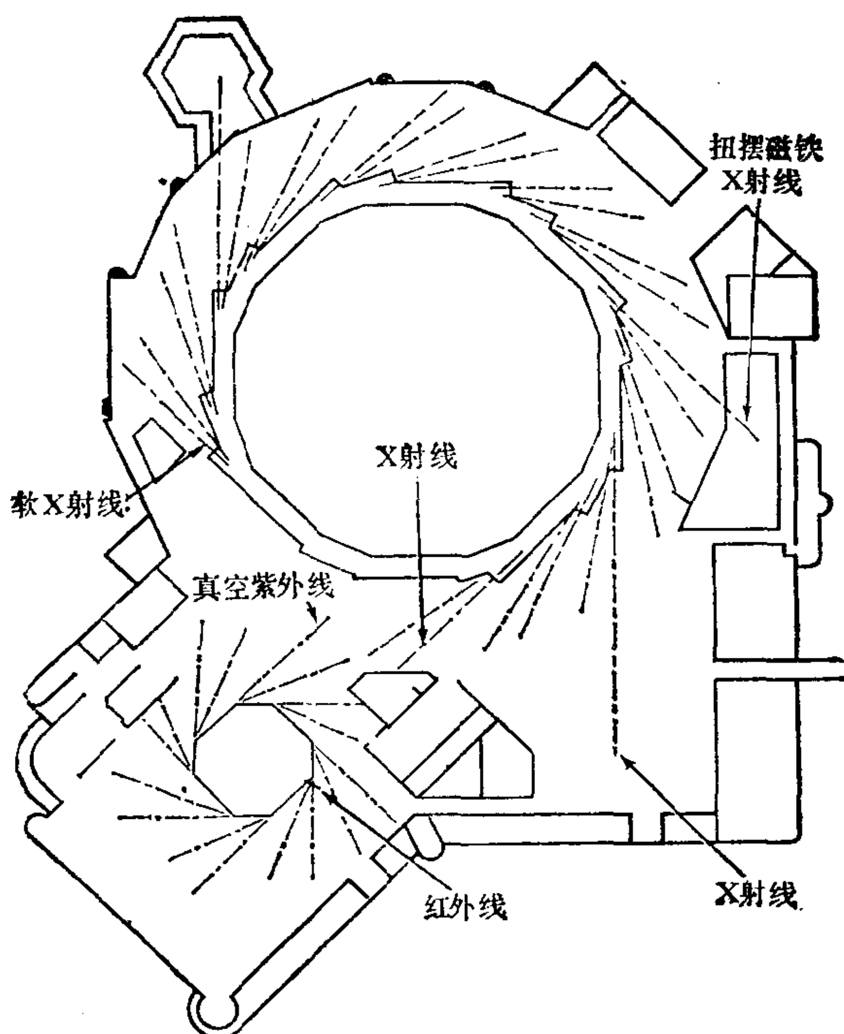


图 12.34 美国 BNL 的 NSLS 实验区束线布局

子激发到导带上去等过程，都需要一定的最低光子能量. 而短波限则通常由光电发射型探测器的窗材料透明性，或光电导型探测器的保护层材料等因素确定. 对于很短波长，探测器的体积可能成为极限因素.

(ii) 量子效率

每个入射光子可以打出电荷载流子的数目.

(iii) 放大倍数

每个初级电子产生的次级电子数.

(iv) 噪音

(a) 光子噪音. 在一定时间内，到达探测器上的光子数目会有统计涨落，如果其数目为 N，则其标准偏差为 $N^{1/2}$. 如果量子效

率 η 小于 1，则信号小 η 倍，标准偏差小 $\eta^{1/2}$ 倍，信噪比减少到 $\eta^{1/2}$．输入信号的统计涨落是任何探测系统的最终噪声限．

(b) 暗噪音． 很多探测器在没有入射光时也会产生一些信号．这些暗信号和入射光子产生的信号相似，并服从同样的统计规律．暗信号涨落属于系统噪音的一部分，可能成为测量极低信号水平的障碍．在存在暗计数时，总时间(t)范围内的信噪比为

$$\rho = \frac{(N - D)t}{[(N + D)t]^{1/2}},$$

其中 N = 总(信号＋暗噪音)计数率，D = 暗计数率．

(c) 输出噪音．任何电子探测器特别是半导体探测器都有很多次级噪声源． 例如在一定温度下电阻中电子的热涨落引起的 Johnson 噪音等．在探测器不用于脉冲计数模式时，不同噪音源将决定可探测的最低信号水平．

(v) 动态范围

探测器线性响应区的信号幅度或计数率范围．

(vi) 环境要求

正确使用探测器有一定的环境要求，例如高真空、低温度、外磁场屏蔽等．

(vii) 能量分辨

初级同步光束的能量，通常已由光束线单色仪准确地选定了．但次级光子(例如荧光，散射光等)的能量分布，常需使用具有一定能量分辨率的光子探测器（如硅锂谱仪、气体闪烁计数器等）测量．测量一定能量的单能光子束时，探测器给出一个高斯型分布的能谱响应曲线． 通常定义能谱曲线半高度上全宽度（FWHM）为探测器的能量分辨率．有时也用

$$\sigma_E = \frac{\text{FWHM}}{2.36}$$

表示探测器的能量分辨．

(viii) 时间分辨

利用同步辐射的亚毫微秒时间结构进行物理、化学、生物等动

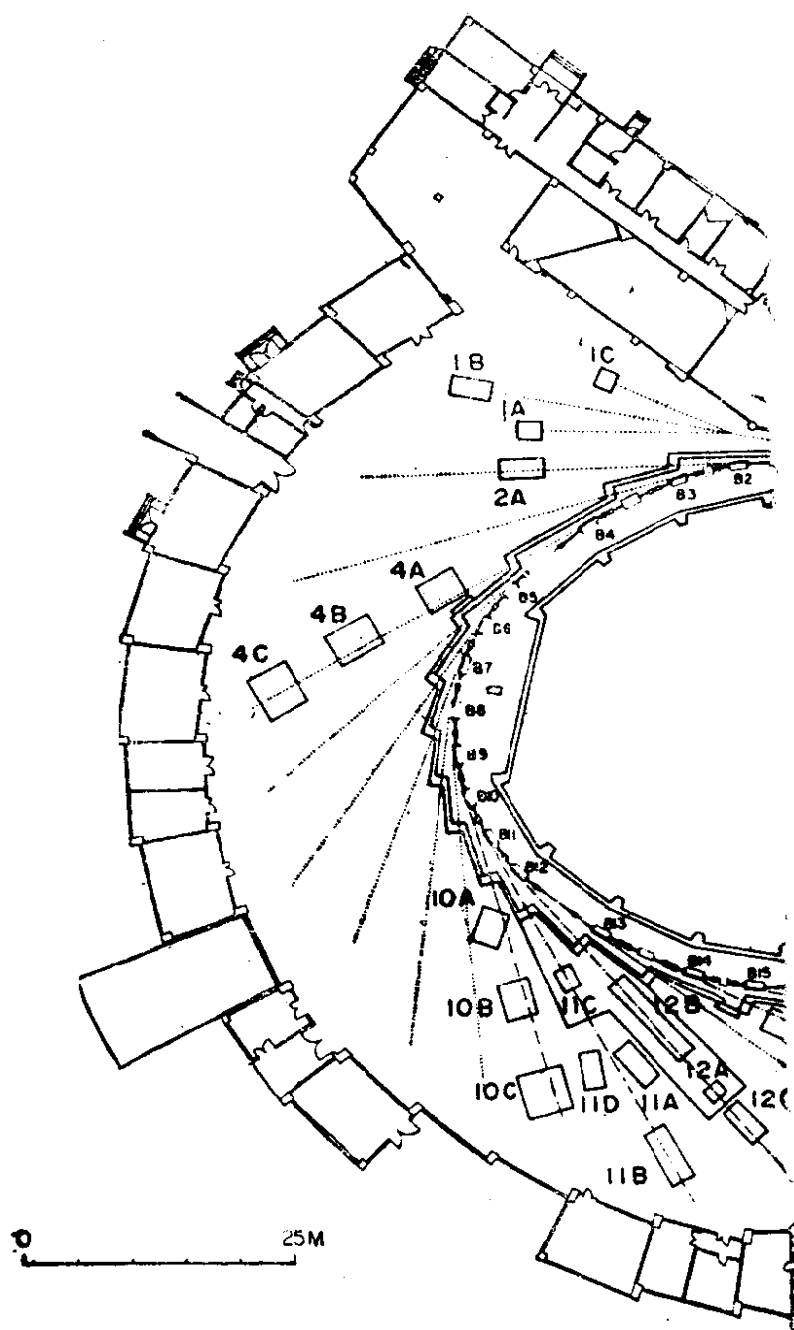
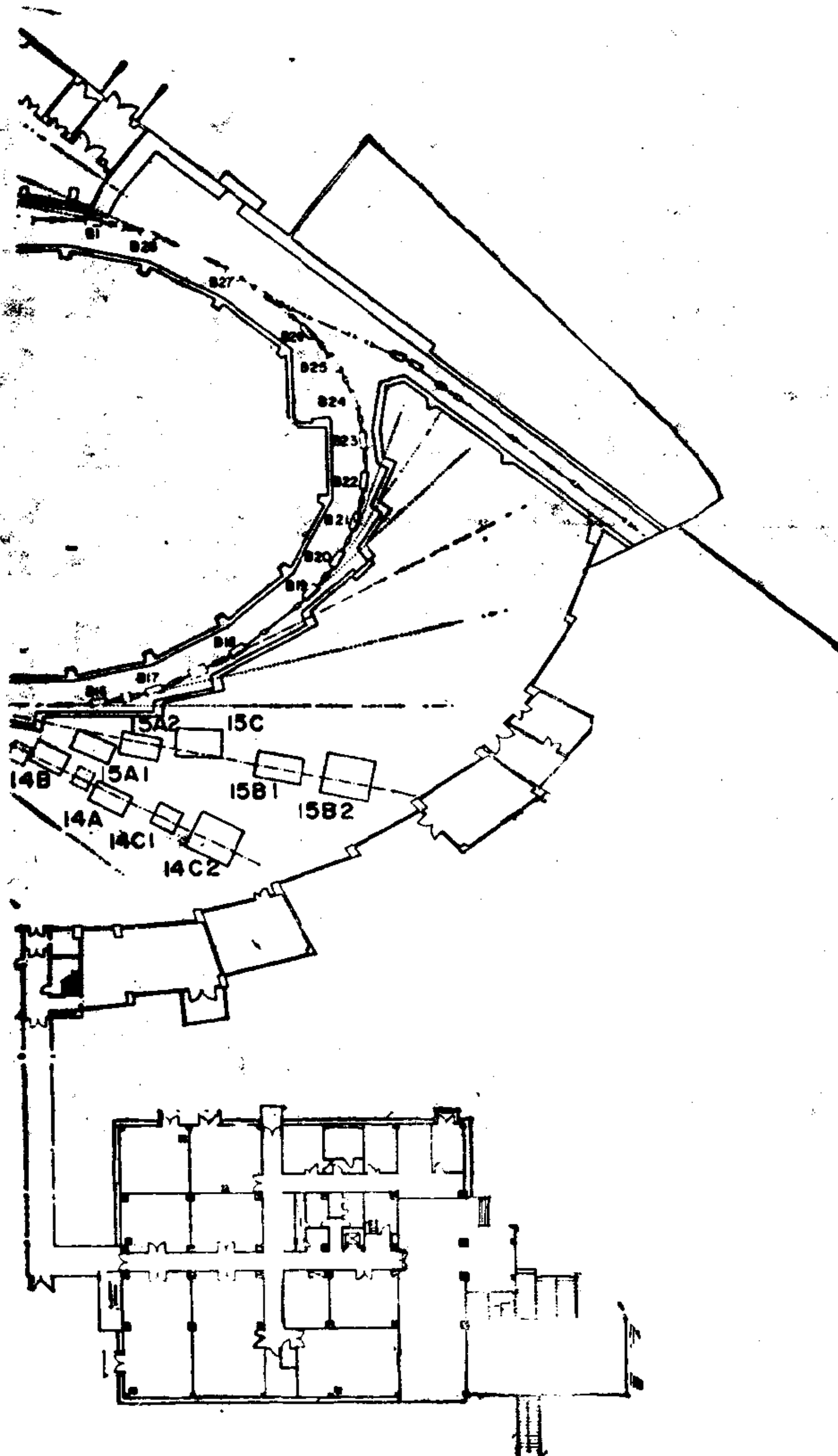


图12.35 日本 KEK 的光子



工厂实验区束线布局

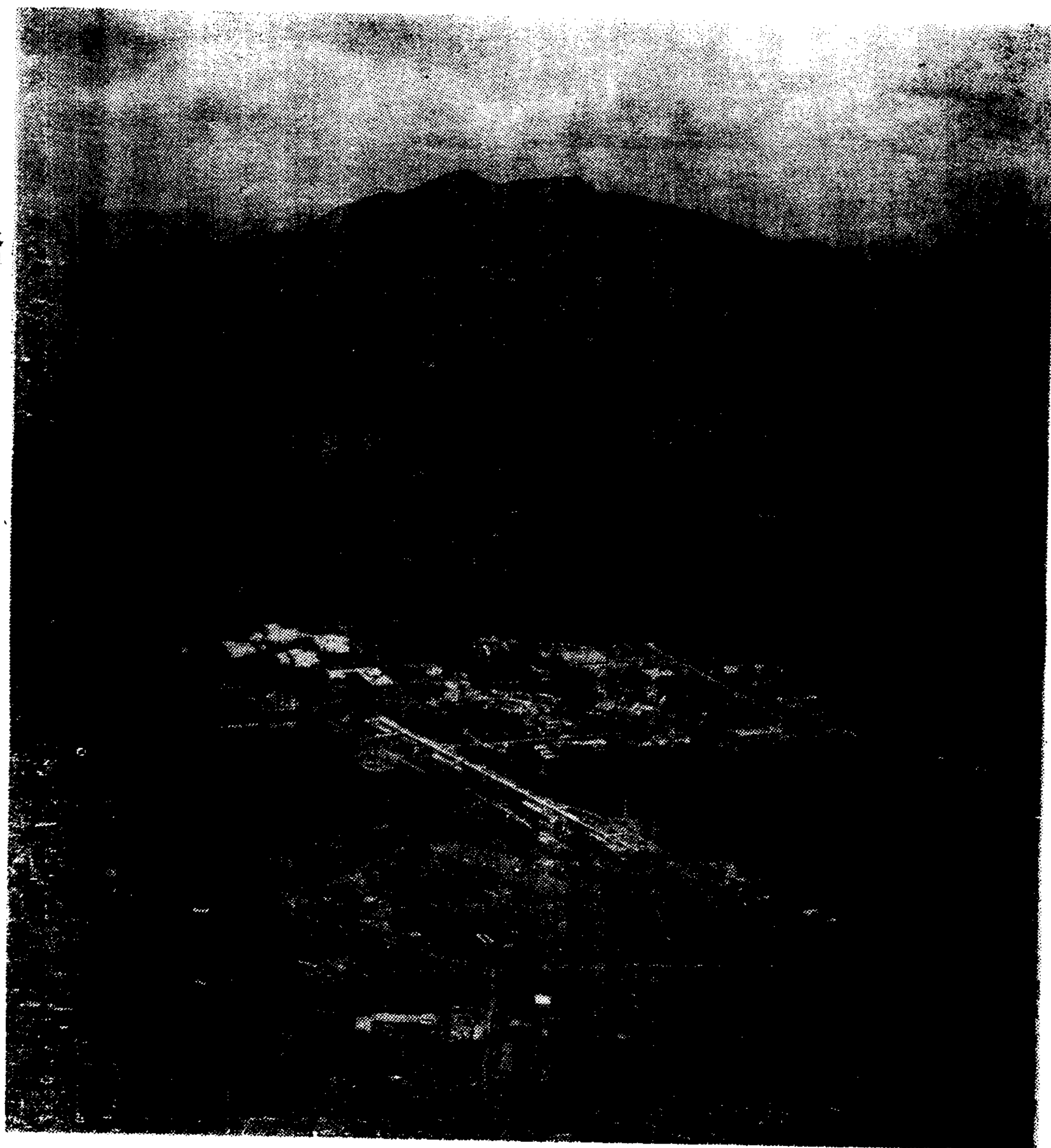


图12.36 日本 KEK 实验室 TRISTAN 加速器及光子工厂全景鸟瞰

态过程研究时，常使用高时间分辨类型的光子探测器（如快速光电倍增器、微通道板、条纹照相机等），其时间分辨 σ_t 可以作到微微秒量级．



图 12.37 联邦德国 DESY 实验室 DORIS 储存环同步辐射实验区的一角

(ix) 位置分辨

近年来发展了多种位置灵敏探测器,如 CCD、硅二极管阵列、硅锂阵列和丝室等,用以进行小角散射和图像显示等测量工作时,位置分辨可达 10μm 左右.

1. 光发射型探测器

这种探测器的工作原理是:利用光子在固体表面打出光电子(外光电效应),光电子被电场加速得到的光电源与入射光强成正比;利用紫外光、X 射线电离分子或原子气体,其电离电源和入射光强成正比;或利用加速被光子打出的光电子在特殊的乳胶片上成像的方法,反映入射光强分布.下面介绍几种光发射型探测器.

(i) 电离室[42]

图 12.40 给出一种电离室的结构简图.

当进入电离室的光子能量大于室内气体的电离电位时,就会产生电子-离子对. 用电子学系统记录收集到的电信号,可以探

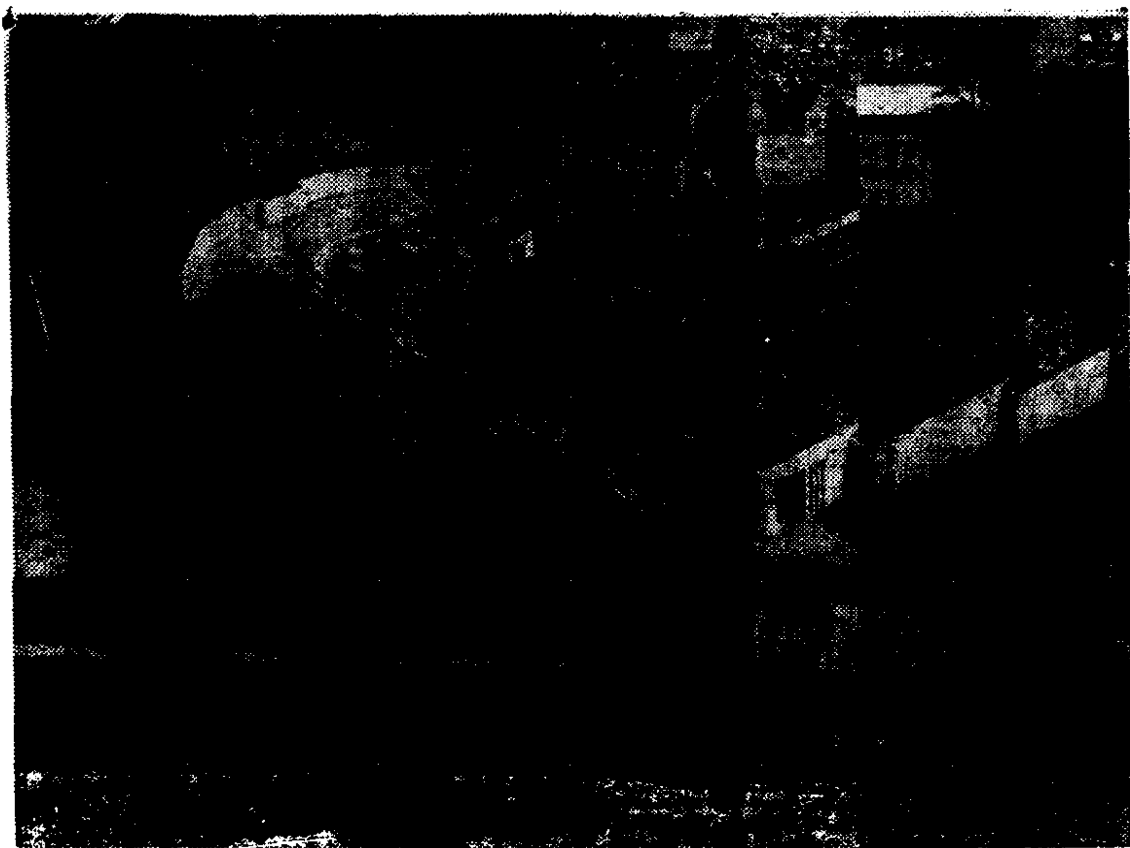


图 12.38 美国 BNL 国家同步光源 (NSLS) 外形照片

测入射光子通量和能量. 这种探测器的总探测效率和一定能量光子的量子产额(每个入射光子产生的带电粒子数)、电离室气体吸收光子的数目、以及材料的透明度等因素有关.

光通过气体时被吸收的光子数目由 Lambert-Beer 定律给出:

$$N = I(1 - e^{-\sigma\rho L}), \tag{12.33}$$

其中 I 为入射到电离室内的辐射强度 (光子/s), L 为电离室长度 (cm), ρ 为原子或分子的密度(g/cm³), σ 为气体的吸收截面(cm²).

在一个实际的电离室中,产生电子-离子对的数目为

$$\eta = I_0 T \gamma (1 - e^{\sigma\rho L}), \tag{12.34}$$

其中 I_0 为入射辐射强度, T 为窗材料透明度, γ 为气体的光电离产额(电子数/光子). 对于典型的电离室结构,电离室使全部光子束被气体吸收. 在这种情况下, 电离室输出电流和入射光子的通量的关系为

$$i = ne = I_0 T \gamma e, \tag{12.35}$$

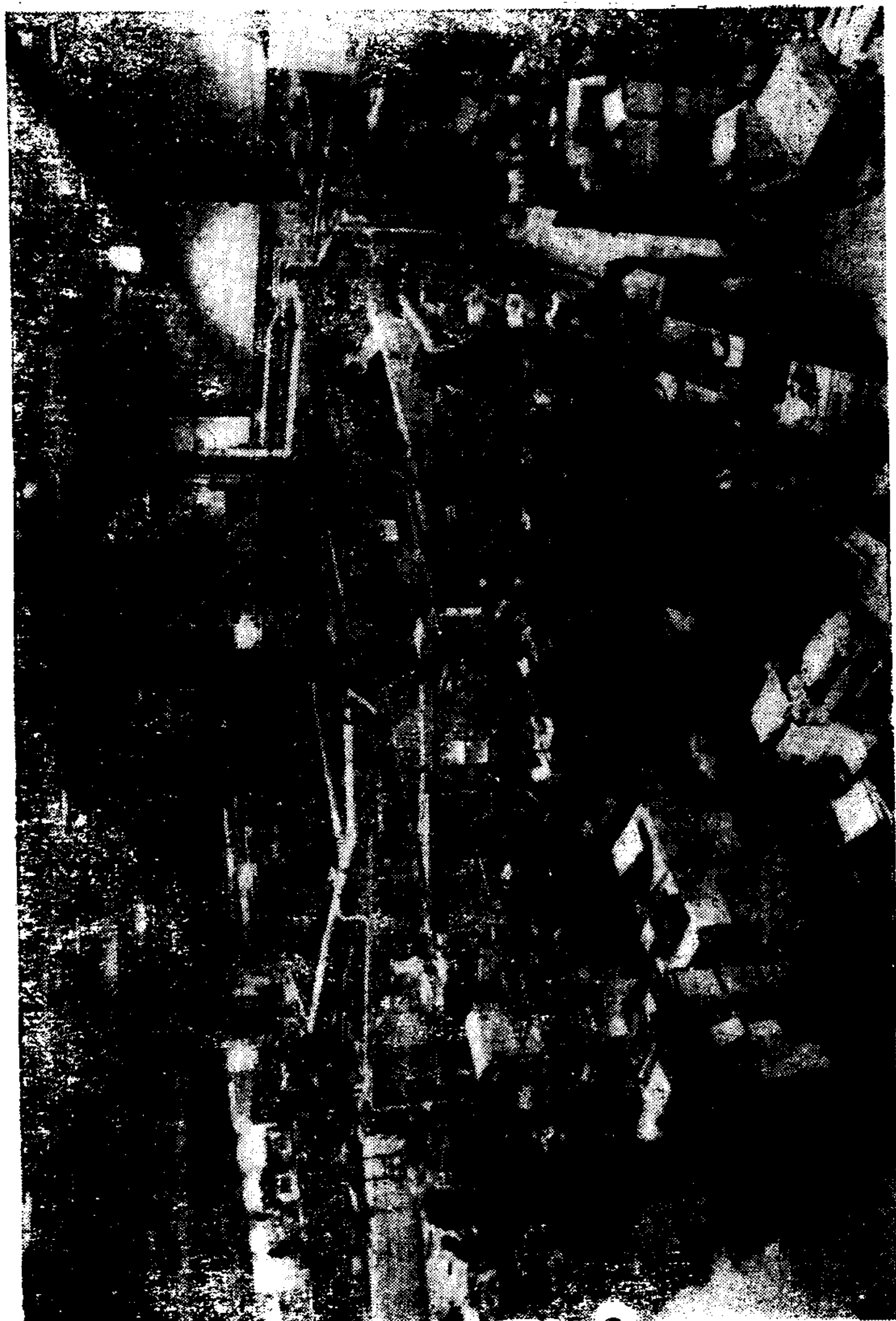


图 12.39 美国 BNL 国家同步光源 (NSLS) VUV环实验大厅照片

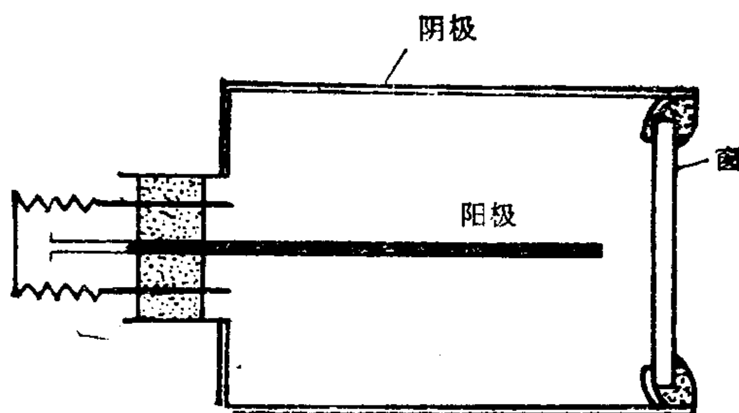


图 12.40 电离室结构简图

其中 i 的单位为安培，n 为电子/s， e 为电子电荷（1.6×10^{-19} 库仑）。上述关系仅在电离室不产生气体放大的低电压工作时是正确的。

1967年 Samson 写了有关电离室的总结性文章[8]，表 12.10 中给出不同气体电离室的适用波长范围。由于气体原子、分子的电离能都在 6eV 以上，因而电离室只用于 1500 Å 以下的短波辐射测量。

用电离室测量光子通量的下限由电流放大器确定，典型的在 10^{-14} 到 10^{-15} 量级。例如一个带有氟化镁窗的充氧化氮电离室，工作在 1200 Å 时，测量水平可以低到 10^4 光子/cm^2·s 的通量。

作为例子，我们介绍国产 DLS-501 和 DLS-502 型低能 X 射线平板电离室。2—10keV 能量区间的 X 射线光子可将其能量全部损失在电离室所充的 Xe 气中，并转换成电流。测量此电流即可得到射入电离室中的 X 射线绝对能流密度率。表 12.11 给出这种电离室的结构尺寸。

(ii) 气体电离式光子计数管

气体电离式光子计数管[42]的结构和电离室类似，但所加电压较高，以提供足够的气体放大倍数，其输出信号可以用脉冲电路记录。当计数管工作在最高放大倍数时，输出脉冲幅度饱和，与光子能量无关，这种计数管称为盖格计数管。当放大倍数稍低时，计数

表 12.10 电离室波长范围

窗材料	气体	波长限(Å)	峰值量子效率(%)
铍	氖或氩	2—8	70%
铝	氖	2—6 或 8—16	15 和 60
硝酸纤维	氩	<300	36
聚脂树脂膜 (Mylar)	氮或氦	2—15 和 44—60	40 和 8
无窗	氦	<504.3	100
	氖	<574.9	100
	氩	<786.7	100
	氪	<885.6	100
	氙	<1022.1	100
氟化锂	氯化乙稀	1042—1130	14
	溴化乙稀	1040—1200	30
	亚硫酸碳	1040—1240	70
	丙酮	1040—1290	14
	氧化氮	1040—1340	60
氟化镁	亚硫酸碳	1120—1240	60
	氧化氮	1120—1340	60
氟化钙	丙酮	1220—1290	6
	碘化乙稀	1220—1300	30
	氧化氮	1220—1340	40
	苯	1220—1340	35
氟化钡	甲苯	1340—1410	1.4
	ρ-二甲苯	1340—1470	9
蓝宝石	ρ-二甲苯	1410—1470	4.5
	Mesitylene	1410—1480	3.3

管输出脉冲和输入的X射线光子能量成正比，称为正比计数管，这两种计数管外形相似。图 12.41 给出其结构示意图。

气体电离式光子计数管，可以工作在波长 1050 Å 以上和 300 Å 以下，中间不能工作的波长段（EUV 波段），是由于缺少能承受汤森雪崩所要求气压（~100—2000Torr）的窗材料所致。气体电离光子计数器对于波长在 1050 Å 以上光子的灵敏度很低（<1%）。因而实际上主要用于X射线探测。

表 12.11 北京 261 厂生产的平板电离室结构参数

参数 / 型号	总长 (mm)	外径 (mm)	窗口材料	窗口尺寸 (mm)	铍窗厚度 (μm)	电极材料	充入气体	充入压力 mmHg
DLS-501	250±5	φ100±1	Be	φ11	50	不锈钢	纯 Xe	730
DLS-502	250±5	φ18±1	Be	φ11	50	不锈钢	纯 Xe	730

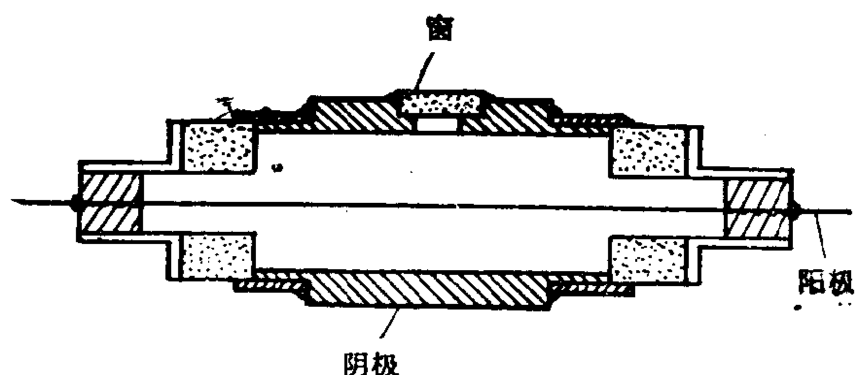


图 12.41 X 射线正比计数管结构示意图

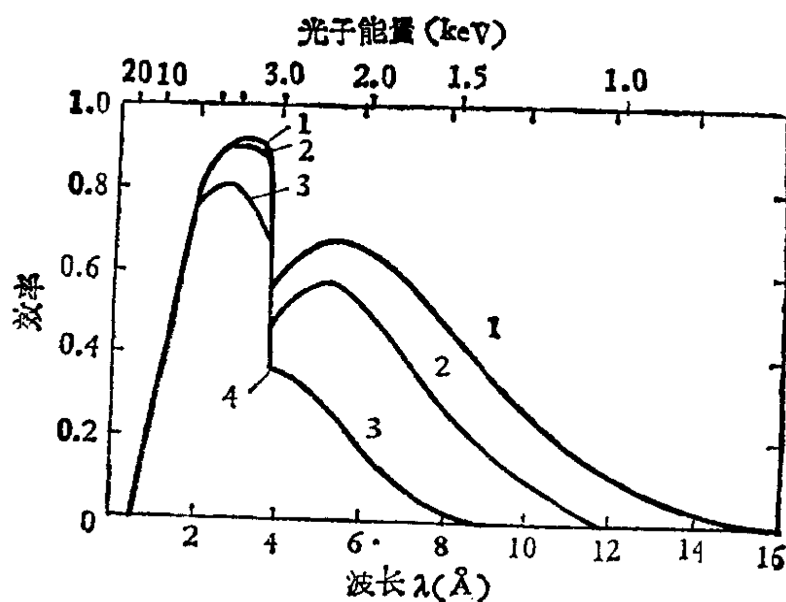


图 12.42 X 射线正比计数管 (1 英寸长、充 1.2 大气压的氩气) 探测效率曲线
1. 0.33mg/cm² 聚脂树脂窗, 2. 9.1mg/cm² 铍窗, 3. 25mg/cm² 铍窗,
4. 氩吸收限

工作在 300 Å 以下的计数管,常使用惰性气体 (表 12.10), 混以百分之几的多原子猝灭气体,例如甲烷或异丁烷. 惰性气体发

射的紫外线被多原子气体吸收，并通过碰撞使亚稳态的惰性气体原子退激发射光子，以保持雪崩。正比计数管一般具有 10^3—10^5 的气体放大倍数，其能量分辨在 100keV（0.1 Å）的约为 10%，5keV（~2.5 Å）时约为 20%。

由于计数管中漂移速度低（$<10^5 cms^{-1}$），正比管和盖格管的允许计数率约为 10^5/s 或更低。在 300 Å 以下，计数管的探测效率基本上和电离室一致（参看表 12.10）。典型的 X 射线计数管探测效率曲线如图 12.42 所示。

表 12.12 给出几种国产 X 射线正比计数管的参数。

(iii) 丝室

本书第一章(上册第 43 页）介绍的高能粒子探测器多丝正比室和漂移室，也可以作为同步辐射位置灵敏探测器记录光子，在定位精度、计数率性能上都是很好的。近年利用 5—30keV 能区的 X 射线和两维多丝室或漂移室进行小角衍射和散射，代替乳胶片进行蛋白质结构分析，加快了数据获取速度 100 到 1000 倍，可以进行结构动态变化的研究。

要使 X 射线记录效率接近 100%，需要多丝室中充较重的气体，加大丝室厚度或增加气压。但不能将厚度加得太大，否则将影响斜径迹的定位精度，使影像畸变，如图 12.43(a) 所示。

为了克服转换体厚度造成的误差，Charpak 1974 年研制了带球形对称漂移空间的多丝室[9]。图 12.43(b) 给出的一台二维成像多丝室及在其旁设置的球形气体转换空间。漂移空间的设置是为了提高探测效率。球形气体转换空间的电极安排是使电场分布为径向对称。中心处放置晶体，上面的球形电极是一个薄的不透气的铝帽，下面的球形电极是一个薄的栅极。通过光子和气体作用，在漂移空间中产生的电离电子沿径向漂移到栅极后，被多丝正比室记录。这种仪器的光子转换效率高，斜径迹的位置不确定性不大。在 CERN 工作的一台这种丝室，漂移空间厚 10cm，接收角 87°，其多丝室面积为 $50 \times 50cm^2$，阳极丝丝距 2mm，对 8keV X 射线的探测效率，在充氩气时为 84%，充氙气时为 100%[9]。

表 12.12　北京 261 厂生产的几种

型号	主要结构参数						
	最大外径 (mm)	总长度 (mm)	窗口有效尺寸 (mm)	窗厚度 (mm)	窗材料	充气种类	结构形式
ZJ-102	$\phi24$	120	3×17	0.1	Be	Ar	狭缝单侧窗
ZJ-106	$\phi52$	225	~9cm²	0.5	Be	Ar	长形单侧窗
ZJ-121	$\phi18$	80	$\phi10$	0.1	Be	Ar	端窗
ZJ-122	$\phi25$	150	$\phi18$	0.2	Be	Ar	端窗
ZJ-123	$\phi34$	180	$\phi24$	0.2	Be	Ar	端窗
ZJ-124	$\phi51$	180	$\phi40$	0.5	Be	Ar	端窗
ZJ-103	$\phi43$	190	$\phi16$	0.2	Be	Ar	双侧窗

由于多丝室有很多根丝，每根丝均有其放大、甄别线路．多丝室的读出系统是很复杂的电子学设备．一种较简单的读出方式是利用延迟线统一输出各丝信号，根据信号的到达时间确定丝位．图 12.44 给出一台利用延迟线读出的 X 射线多丝正比室读出系统的方块图[11]．

1982 年意大利弗拉斯卡蒂实验室 Iannzzi 等制成同步辐射脉冲 X 射线测量用两维漂移室[12]（图 12.45），可用于 X 射线衍射实验．对 5keV 光子，在漂移方向位置分辨率为 100μm，量子效率 52%，最大允许计数率为 5×10^5/s．

有一些方法可以由单个多丝室取得两维读出信号．由于电子在雪崩中射程很短，主要沿电力线方向运动，因而雪崩电子束到达多丝室阳极丝的地点，基本上反映光子通过丝室的位置．因此除了可以由阳极丝位置确定垂直丝方向的座标 x 以外，还可以设法定出平行于阳极丝方向的第二维座标 y．定 y 方向座标的方法通常有“电荷分配法”和“延迟时间法”．“电荷分配法”选用电阻较大分布均匀的阳极丝，雪崩电子到达阳极丝的位置可由丝两端测量到的电脉冲幅度或波形定出 [Borkowshi, *Rev. Sci. Instr.* **46**, 951 (1975)]．“延迟时间法”是根据到达丝两端的脉冲时间差确定雪崩电子到达阳极丝上的位置，中心处到达的事件时间差为零．到

主要技术指标

坪长 (V) (最小)	坪斜 (最大) (%/100V)	工作电压范围 (V)	能量分辨率 ^{55}Fe/%	能量线性范围 (keV)	工作温度	计数寿命
250	3	1300—1700	18	3—15	~20℃—50℃	>10^{10}
250	3	1500—1900	18	3—20	~20℃—50℃	>10^{10}
250	3	1300—1700	20	5—30	~20℃—50℃	>10^{10}
250	3	1300—1700	20	5—30	~20℃—50℃	>10^{10}
250	3	1300—1700	20	5—30	~20℃—50℃	>10^{10}
250	3	1400—1800	20	5—30	~20℃—50℃	>10^{10}
250	3	1600—2000	16	4—10	~20℃—50℃	>10^{10}

达距离中心 y 处的事件，其时间差为

$$\Delta T = \frac{l+y}{c} - \frac{l-y}{c} = \frac{2y}{c},$$

由 ΔT 可以定出 y 的位置. 这些两维探测器称为成像正比室(IPC). 图 12.46 给出一个多层成像多丝室的例子，图中每根阳极丝(x)的周围是接地丝(·)，用适当的电子学读出线路，确定光子通过丝室的两维座标. 成像正比室的光子记录效率和能量分辨与一般多丝正比室相似. y 方向的位置分辨率对 2—6keV (6—2 Å) 的光子，可以作到 ~0.1mm. x 方向的位置分辨率取决于丝距 (一般 ~2mm). 如果同时探测到两个脉冲，IPC 将发生定位错误，因此其最大允许计数率很低(~10^4 计数/s). 在大角度入射时，气体中的吸收长度和窗材料等因素导致定位的不确定性，这时 IPC 的成像质量将变坏.

(iv) 气体闪烁正比计数器

气体闪烁正比计数器 (GSPC)[22] 的典型结构如图 12.47 所示，在气体闪烁正比计数器中的不同部位分别加高电压，形成弱电场和强电场区. 光子被弱电场区所充惰性气体吸收后产生初级电离电子，并在电场作用下漂移到强电场区，电子在强电场区获得的能量不足以形成气体放大，但能激发惰性气体(典型的是氙气). 这

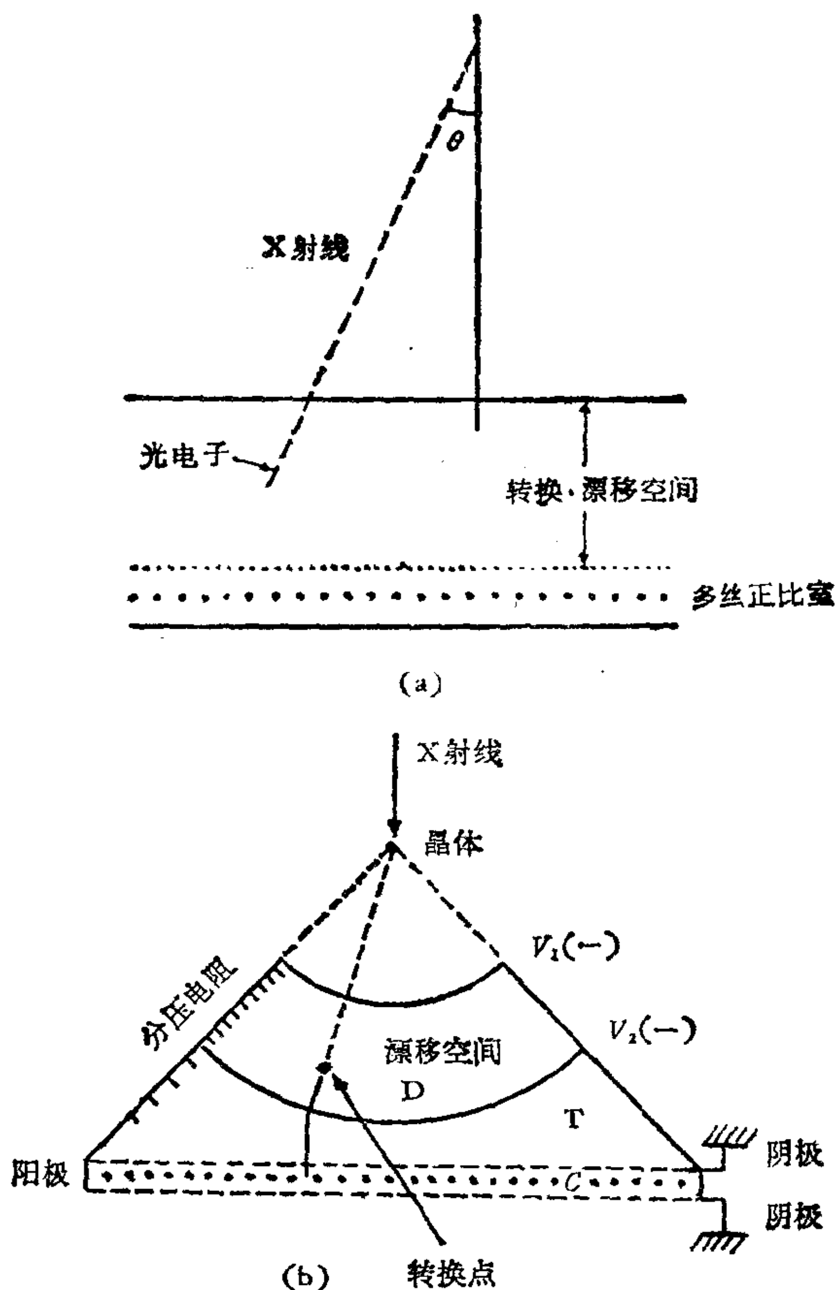


图12.43 (a) 多丝室厚度大时斜径迹对定位精度的影响，(b) 带有球型气体漂移空间的多丝室

些激发原子在相互碰撞中形成双原子分子，退激时发射大量二次闪烁光，主要为紫外光子，波长大致在 1500 Å到 1950 Å区间. 通过石英或透紫玻璃窗，用对紫外线灵敏的光电倍增器收集这些光子后，给出电脉冲，其幅度正比于入射光子能量. 气体闪烁正比计数器的探测效率和气体正比计数器相似，由于不存在气体放大的统计涨落，故其能量分辨率可以比普通正比计数器提高一倍.

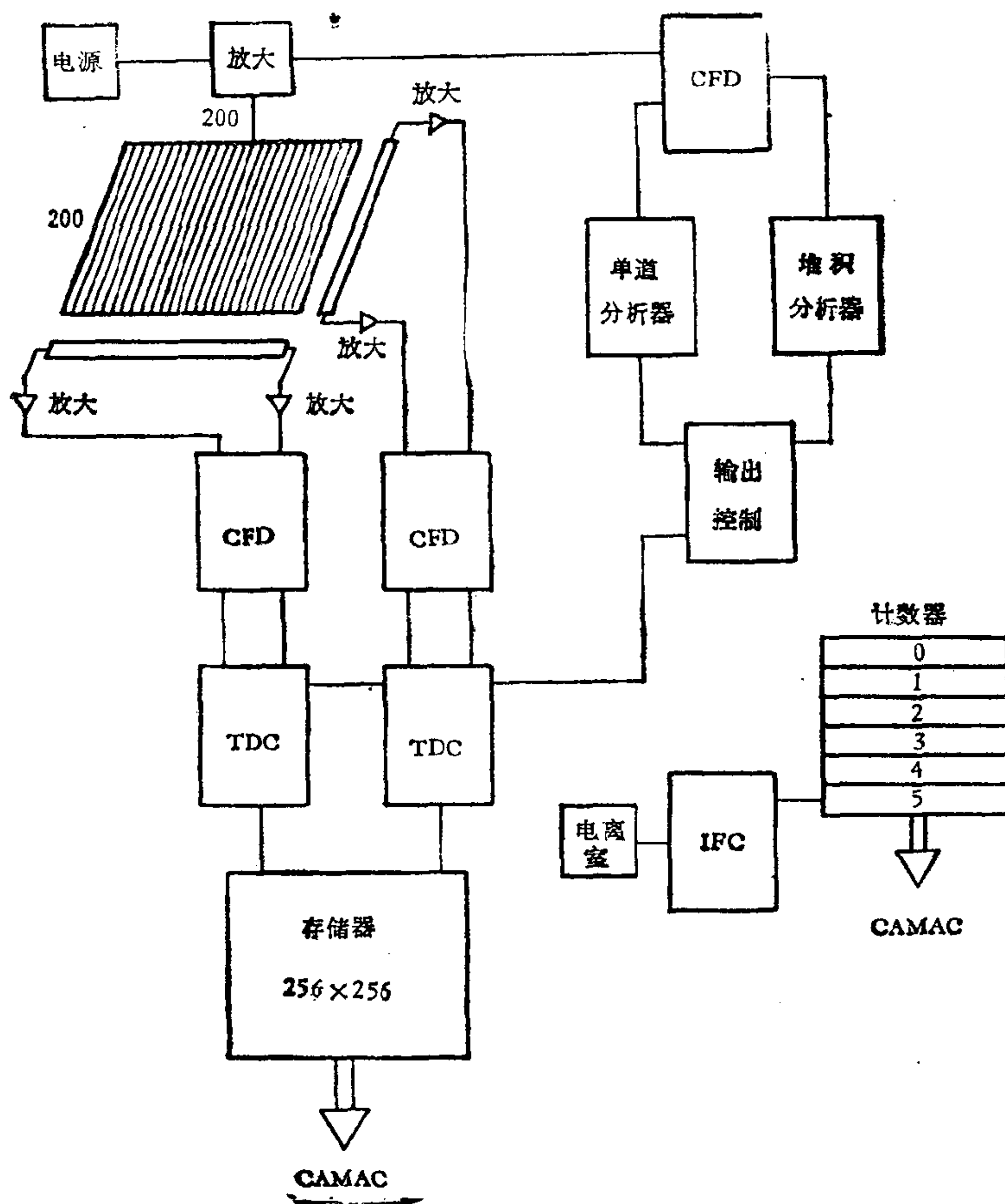


图 12.44 一台利用延迟线读出的多丝正比室读出线路方块图
图中计数器记录：0.堆积事件，1.不完全事件，2.总事件，
3.有效时间，4.经过时间，5.总剂量.

1980 年 Manz 等 [IEEE, NS-27, 1 204 (1980)] 制成的气体闪烁正比计数器，对于 6keV (2 Å) 的光子能量分辨率约为 10%，他们用的是氙-氦和氙-甲烷混合气体．甲烷的含量低于一

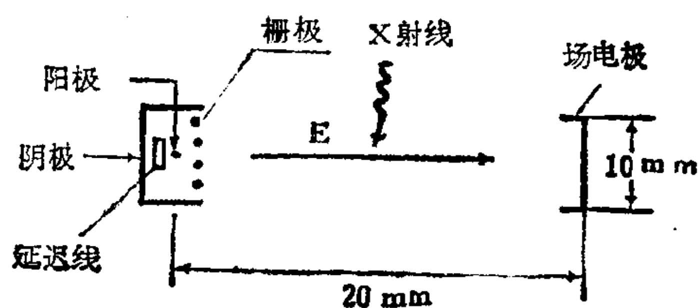


图 12.45 两维漂移室简图

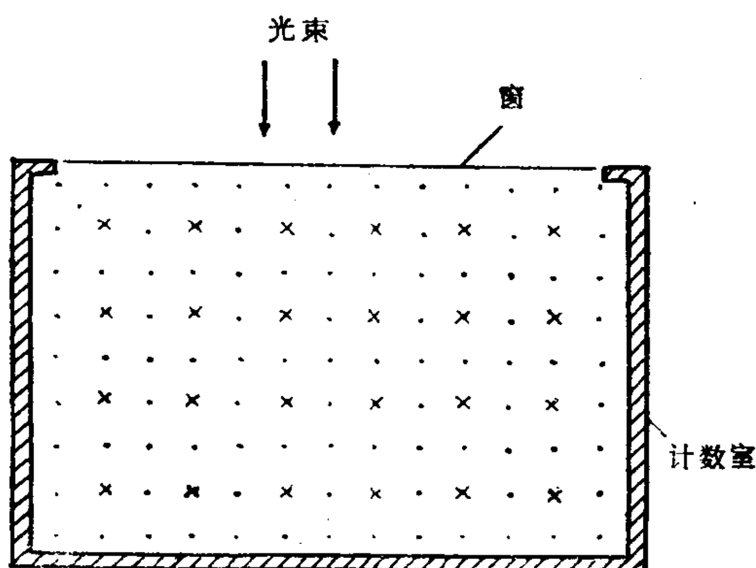


图 12.46 成像用多丝正比室，×为阳极丝，●为接地丝

般多丝正比室的甲烷含量，以便减少对紫外光的吸收． GSPC 的最大允许脉冲计数率和多丝正比室相似，在 10^5/s 以下．

1980 年 Hamilton 等研制成低能 GSPC，对 149eV 入射光子（～80 Å）能量分辨率为 8.5eV．GSPC 的灵敏面积可以作得很大（几百平方厘米）．对于大面积的探测低能 X 射线光子最为适用．在能量分辨，时间分辨，可靠性及价格等方面，有的比半导体探测器好，有的也相差不多．

近年来有人研制成位置灵敏 GSPC[23]，利用几个光电倍增器

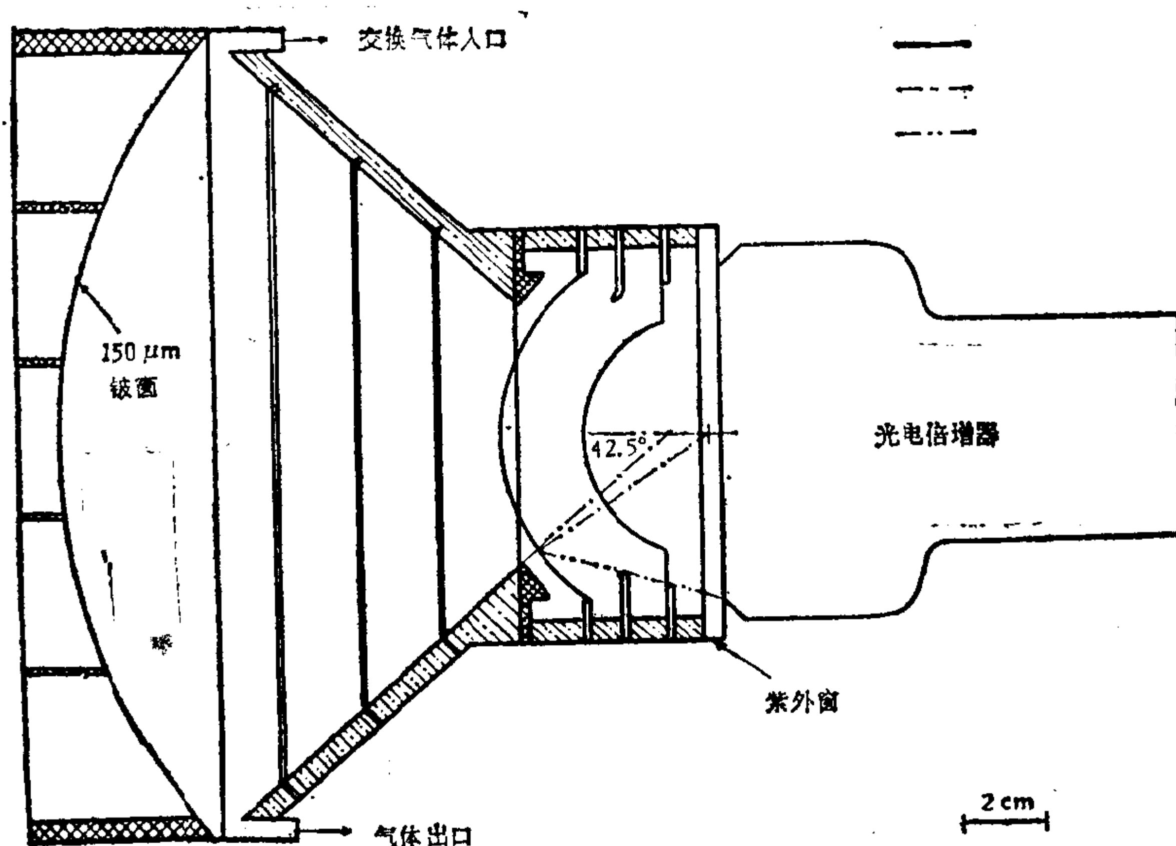


图 12.47 气体闪烁正比计数器简图

在透紫窗处分别收集紫外光子(图 12.48)，根据同一事件各个光电倍增器输出脉冲的幅度分布，分析光子通过 GSPC 的位置。1979 年 Miller 等人得到的结果是，对 22keV 光子的能量分辨率为 8%[23] (图 12.49)。目前这种 GSPC 成像探测器研制工作发展迅速，可以作到优于多丝正比室的位置分辨率（<2mm)。

(v) 光二极管

普遍使用的最简单的光发射型探测器是光二极管(图 12.50)，入射光子在灵敏阴极表面打出的光电子，由带有正偏压的阳极收集。光阴极对紫外线和可见光是半透明或不透明的，在远紫外和软 X 射线波长下可以无窗工作。

图 12.51 给出几种常用的紫外线和可见光半透明光阴极和窗的组合。最常用的是 CS_2Te(F) 阴极，适用于 1050 到 3000 Å 波

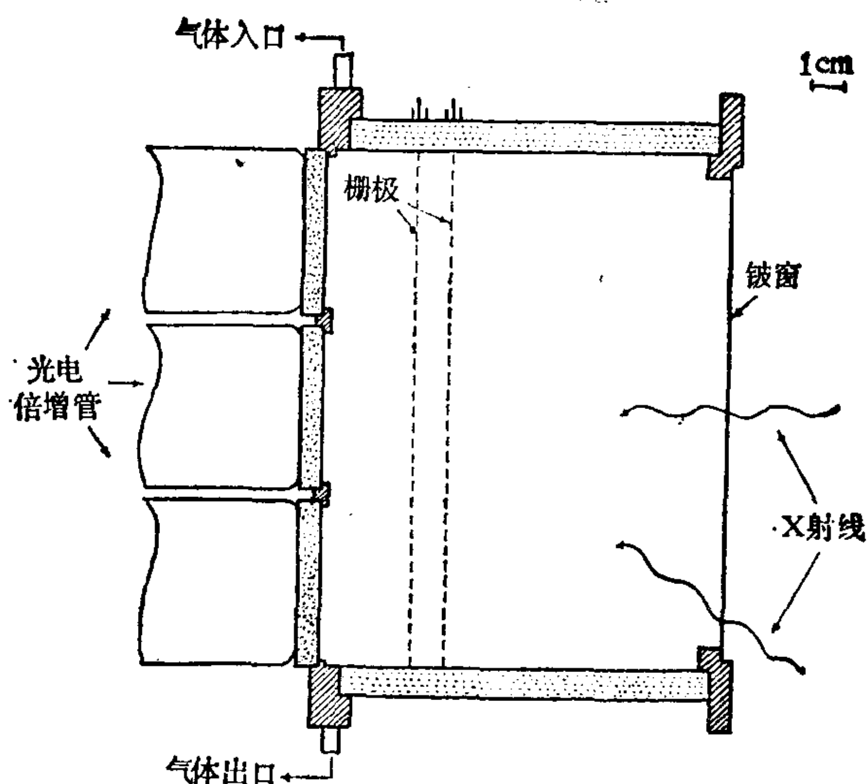


图 12.48 成像用气体闪烁正比计数器简图

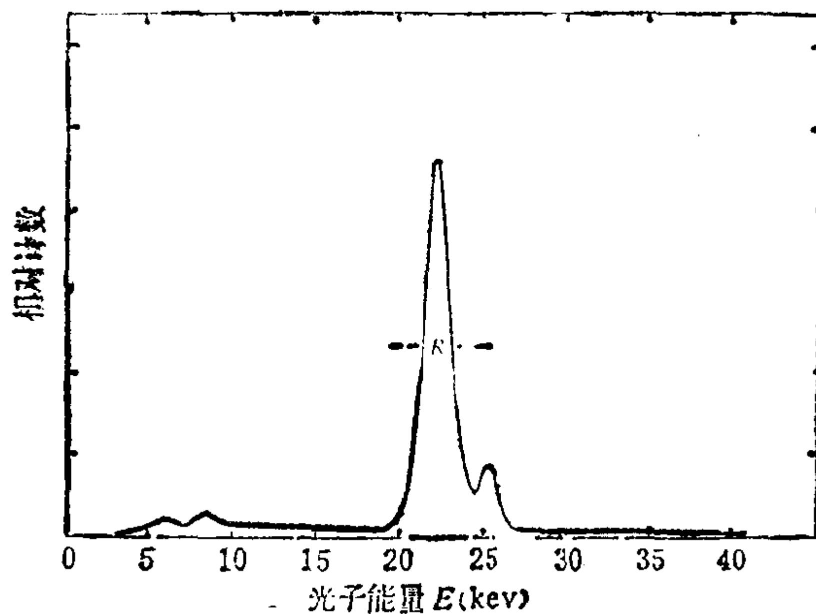


图 12.49 使用^{109}Cd 放射源由 GSPC 测量到的脉冲幅度谱（R = 8%）

段．CsI(G) 阴极适用于 1050 到 1800 Å 波段．使用这些光阴极的二极管的波长下限由氟化锂窗透明性决定．这两种光阴极材料必须储存在真空中，在空气中暴露时将变坏． 可以用这种材料制成不透明阴极，在同步辐射实验带有可移动窗的真空系统中使用，这

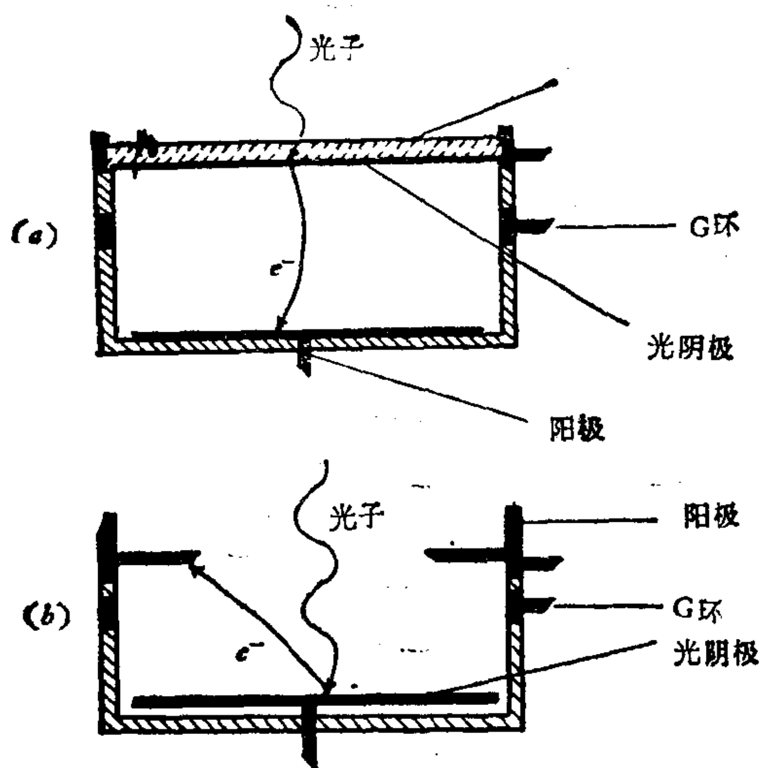


图 12.50 光二极管结构简图

种透明阴极对紫外线的量子效率比半透明阴极的量子效率高得多，如图 12.51 所示。

光二极管没有放大性能，其信号水平和电离室相仿．可以将正电压的阳极换成荧光屏，在很小的间隙（<1mm）两边加很高的电位差（~1000V），初级光电子被加速到较高能量，在荧光屏上打出几个可见光光子，放大倍数可达百倍，且可提供一维或二维空间分辨本领．这种二极管称为“近聚焦雪崩二极管”，需要用乳胶片或电视系统和相应的光度测量仪器读出其位置信息．

表 12.15 给出的几种国产光电二极管，具有响应时间快、输出脉冲线性电流大等特点，并配备有 50Ω 同轴输出结构，以保证超快速时间响应要求．

(vi) 光电倍增器

光电倍增器是在光电二极管光阴极后，设置的加速电极和一系列联极．在光阴极上打出的光电子被加速后打到第一个联极上，联极具有很高的二次电子发射系数，在每个联极上二次电子数

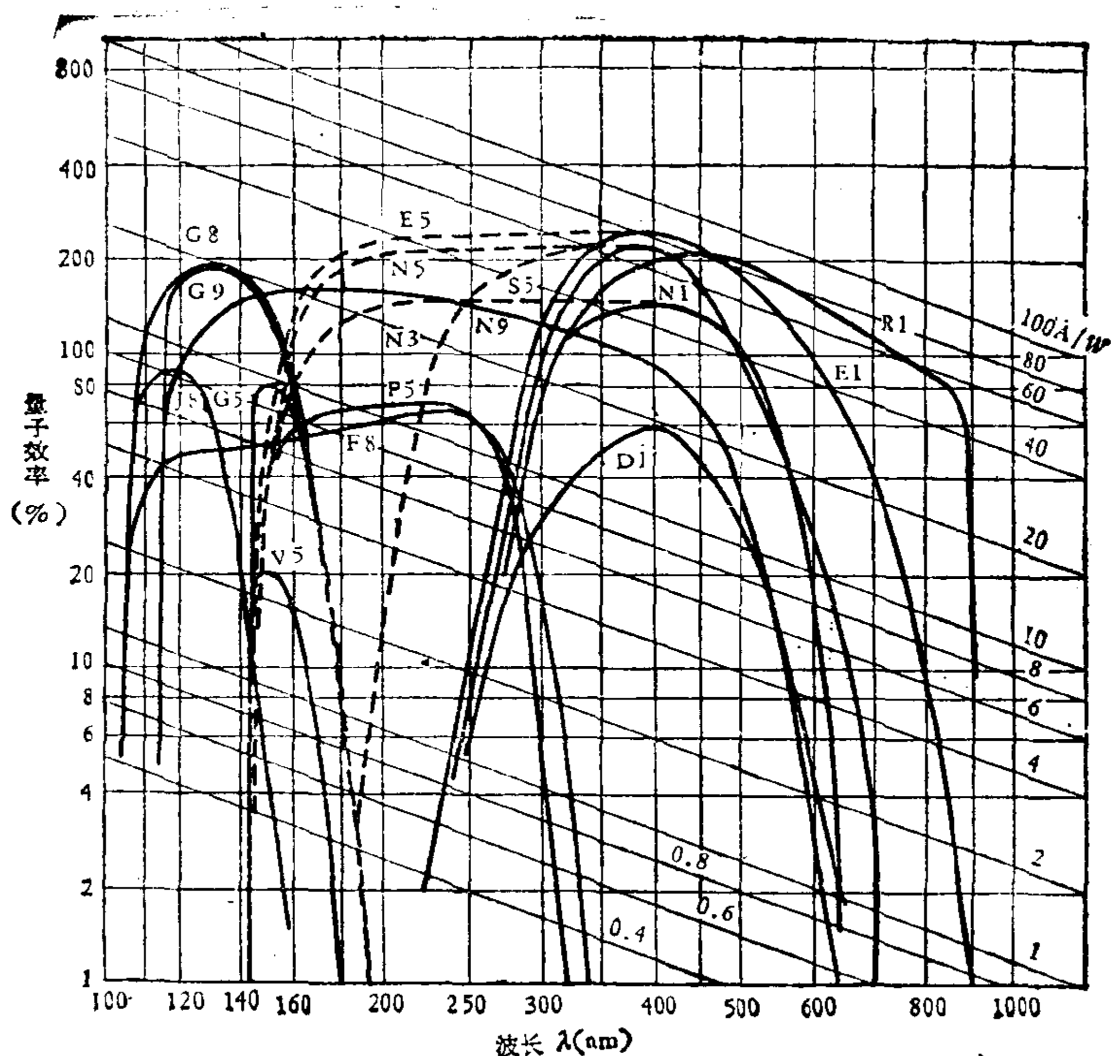


图 12.51 一种典型半透明光阴极和窗组合的量子效率

增长一倍或更多. 通过 10—20 个联极很容易作到 10^5—10^7 放大倍数,见图 12.53. 光电倍增器光阴极的材料和一般光电二极管光阴极材料相同(表 12.13).

按照倍增级的排列和工作方式的不同,光电倍增器结构可以分为四种类型,如图 12.54.

(a) 直线聚焦式. 倍增级为瓦片形,排列成线,各级间有静电聚焦作用,这种类型光电倍增器二次电子渡越时间分散小,脉冲线性电流大,时间分辨性能好,能量分辨性能也较好.

(b) 鼠笼式环状聚焦型. 倍增极排列紧凑, 因而二次电子渡

表 12.13　光阴极标记说明

标记字	光阴极	长波限(注 1)	长波限(注 2)
A	锑化铯	650nm	620nm
C	银-氧-铯	1100nm	1000nm (注 3)
D	铋-碱	670nm	570nm
E	三碱	850nm	780nm
F	碲化铯	350nm	340nm
G	碘化铯	195nm	185nm
H	碘化铜	210nm	175nm
J	溴化钾	155nm	145nm
K	碘化铷	185nm	175nm
N	高温铋-碱	700nm	650nm
P	碲化铷	320nm	300nm
R	多碱	850nm	800nm
S	高量子效率铋-碱	630nm	600nm
T	氯化钠	148nm	140nm
U	多碱	730nm	690nm
V	氯化亚铜	189nm	172nm
W	没有阴极	—	—

注 1：量子效率变为峰值 1% 的点；注 2：量子效率为 1% 的点；注 3：量子效率为 0.1%.

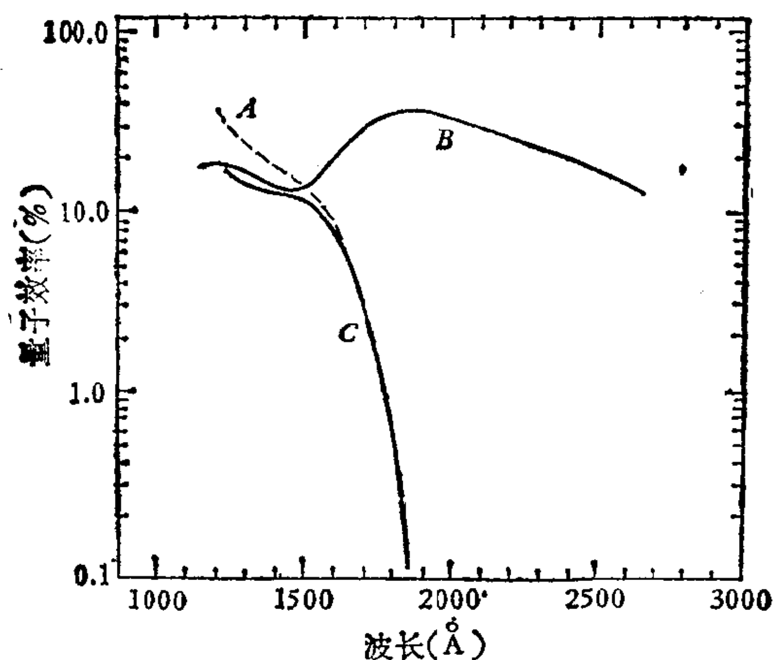


图 12.52　不透明 Cs_2Te 和 CsI 光阴极量子效率．*A*：CsI（无窗），*B*：Cs_2Te（MgF_2 窗），*C*：CsI（MgF_2 窗）

表 12.14　窗材料标记说明

标记字	窗	短波限(透过 10% 能量)
0	无窗	—
1	7050 玻窗	270nm
3	9741 玻窗	200nm
5	UV 级蓝宝石	145nm
8	UV 级氟化锂	105nm
9	氟化钾	115nm
10	氟化钡	138nm

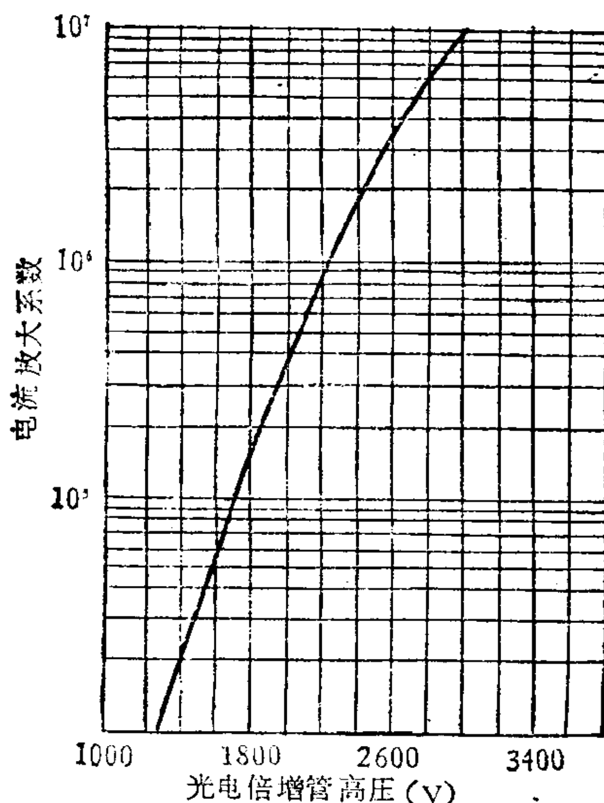


图 12.53　一种光电倍增器放大倍数和其所加高压的关系曲线

越时间小，时间性能好。

(c) 百叶窗式非聚焦型. 倍增极形状和排列像百叶窗，极间没有聚焦作用，在每一倍增极前装有金属网，以屏蔽前一级影响。这种管子暗电流特性好，线性电流大，对外磁场不敏感，能量分辨率较好，但时间分辨率差.

(d) 盒栅式非聚焦型. 倍增极像一个盒子，结构简单制作容易，但倍增系数不能作得很大，时间和能量性能均较差。

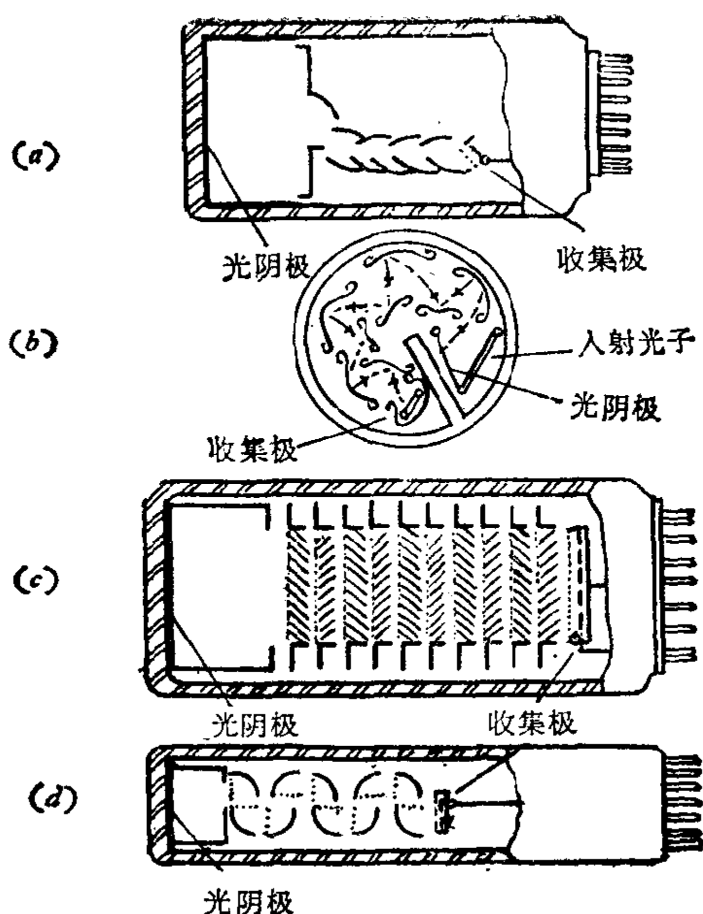


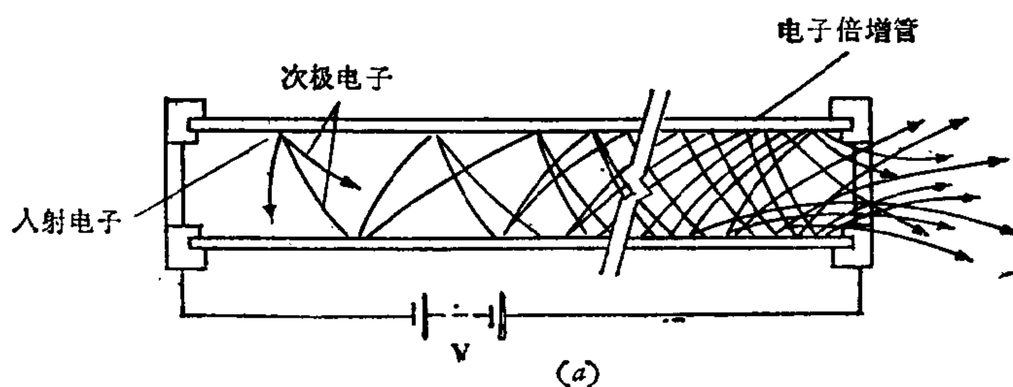
图 12.54 几种光电倍增管的电极结构
(a) 直线聚焦式，(b) 鼠笼式环状聚焦型，(c) 百叶窗式非聚焦型，(d)盒栅式非聚焦型

光电倍增器最大允许计数率大于 10^6/s. 对阳光不敏感的 F 和G型光阴极的光电倍增器，暗计数率大约为每秒一个. 双碱和三碱阴极在紫外波段有很高的灵敏度，见图 12.51. 但两种光阴极都需要冷却，双碱阴极要求工作在 0℃ 以下，三碱阴极则要求工作在 −10℃ 以下，以减少暗电流.

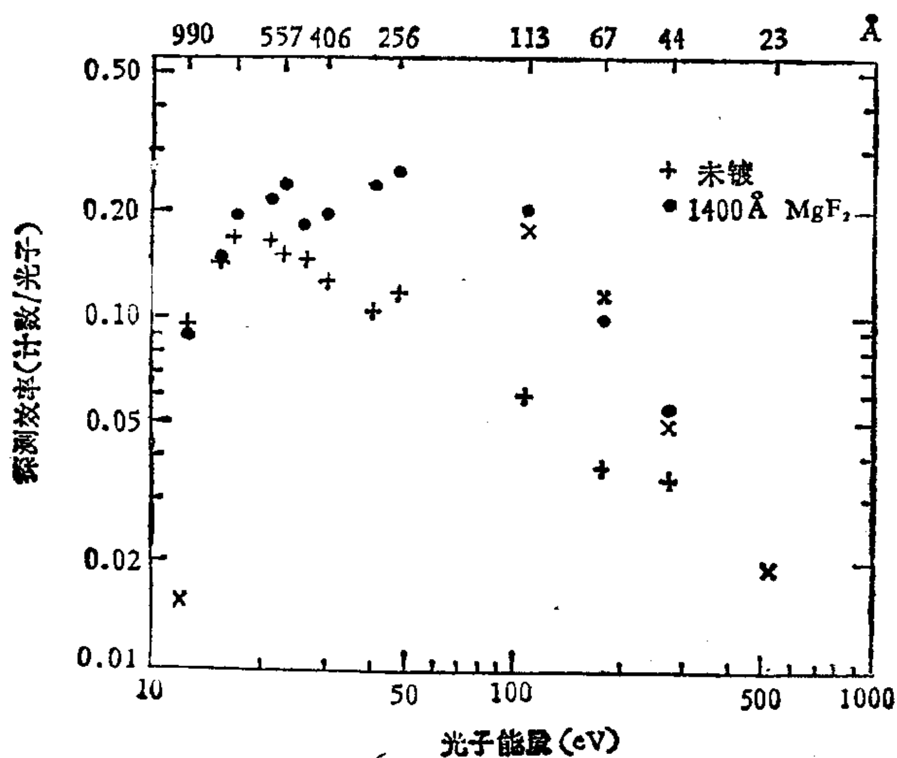
由于二次电子在传输过程中的时间涨落，普通光电倍增器输出脉冲的上升时间大约为 10 到 50ns. 对于要求光电倍增器提供的脉冲上升时间约 1ns 左右的快定时测量工作，需要有特殊的联极结构. 国产 GDB-47，GDB-48，GDB-49 和国际上常用的XP 2020，C31024，RCA8850 等类型的光电倍增器都是快定时性能较好的管子. 利用下节将讲到的微通道板代替联极倍增放大的光电

表 12.15 北京 261 厂生产的几

型号	光阴极	外径 (mm)	阴极有效直径 (mm)	阴极灵敏			
				光照		蓝光	
				最小	典型	最小	典型
GD-40	锑钾	82	40		50	7	10
GD-41	锑钾钠	82	40	30	60		
GD-42	银氧	82	40	8	15		
GD-100	锑钾	156	100		40	7	10



(a)



(b)

图 12.55 (a) 通道电子倍增管简图，(b) 未镀(+)和镀(·) MgF_2 的 CEM 对 EUV 的探测效率

种光电二极管性能参数

度 μA/lm		阳极特性(电压 2500V)				
红光		暗流(nA)		线性电流(A)		上升时间(ns)
典型		典型	最大	典型	最大	
		0.5	100	15	5	0.3
	10	0.5	100	15	5	0.3
	3	10	50	15	5	0.3
		10	50	20	10	0.3

倍增器,有更好的定时性能. 利用快定时光电倍增器和快电子学线路,可以将时间分辨率作到好于几十微微秒.

由于二次电子的能量很低,分立联极的光电倍增器对外磁场很敏感. 1—2 高斯的磁场就能明显地改变放大系数,为了保证测量的稳定性常需要给光电倍增器增加磁屏蔽.

表 12.16 给出几种国产光电倍增器的性能指标.

(vii) 通道电子倍增管

最基本的连续联极电子倍增器是通道电子倍增管,简写为 CEM (*Channel Electron Multipliers*), 图 12.55 给出其基本结构. CEM 由半导体玻璃通道管组成,其内径为几个毫米,长度与直径比约 50:1. 通道电阻约 10^8 到 $10^9\Omega$. 光子或 10eV 以上带电粒子在管壁上打出次级电子,沿通道被加速并继续倍增,到最后阳极处 ($V \sim 3$kV), 可以收集 10^6—10^8 电子. 通道可能是弯曲的,以防止正离子打到阳极上,形成假脉冲输出,或由于通道过载引起疲劳现象. CEM 的输出脉冲幅度受通道空间电荷的限制,其幅度分布为准高斯型,可用 $R = \Delta G/\bar{G}$ 反映其幅度分辨率. 其中: $\bar{G}$ 为幅度分布的峰值高度, ΔG 为峰值半高度处的全宽度,典型的幅度分辨率为 30—50%.

空间电荷分布的限制使通道电子倍增管有一个很平坦的高压——计数坪曲线,见图 12.56. 因此,将 CEM 用作光度计时,不要求高压电源特别稳定.

表 12.16 北京 261 厂生产的

型号	外形尺寸与结构材料						光谱响应		阴极灵敏		
	直径(mm)	阴极有效直径(mm)	长度(mm)	倍增结构	级数	阴极材料	光谱响应范围(nm)	峰值波长 nm)	光照		蓝
									最小	典型	最小
GDB14D	14	10	63	盒栅	9	锑铯	300—680	440	15	25	
GDB20G	19	15	97	盒式	11	双碱	300—650	420	30	63	9
GDB23T	28	23	128	盒栅	11	双碱	300—650	420	30	50	
GDB28	28		128	盒栅	11	双碱	300—650	420	30	50	
GDB30G	28	23	118	盒式	11	高温双碱	300—650	400		56	9
GDB37G	40	34	123	盒栅	9	双碱	300—650	420		90	10
GDB38G	40	34	134	盒栅	11	双碱	300—650	420		90	10
GDB44F	51	44	124	百叶窗	10	双碱	300—650	420		70	12
GDB44D	51	44	124	百叶窗	10	双碱	300—650	420		50	8
GDB44W	51	44	124	百叶窗	10	双碱	300—650	420		50	8
GDB50L	51	44	156	直线聚焦	12	双碱	300—650	420		55	7
GDB51G	51	44	124	百叶窗	10	双碱	300—650	420		60	8
GDB52LD	51	44	140	百叶窗	13	双碱	300—650	420		60	15
GDB52L	51	44	140	百叶窗	13	双碱	300—650	420		60	12
GDB52D	51	44	140	百叶窗	13	双碱	300—650	420		30	7
GDB53LA	51	10	140	百叶窗	13	双碱	300—650	420		75	12
GDB53L	51	10	140	百叶窗	13	双碱	300—650	420		100	15
GDB53A	51	10	140	百叶窗	13	双碱	300—650	420		45	8
GDB54	51	44	154	百叶窗	11	多碱	300—850	420	120	165	
GDB54Z	51	44	154	百叶窗	11	多碱	200—850	420	120	165	
GDB54W	51	44	154	百叶窗	11	多碱	300—850	420	80		
GDB55	51	44	156	直线聚焦	9	多碱	300—850	420	110	175	
GDB56	51	44	156	直线聚焦	12	多碱	300—850	420	110	175	
GDB70	89	5×60	156	直线聚焦	6	双碱	300—650	420		40	6
GDB76F	80	75	171	百叶窗	11	双碱	300—650	420	20	45	
GDB76D	80	75	171	百叶窗	11	双碱	300—650	420	20	40	
GDB100	114	100	183	百叶窗	10	双碱	300—650	420	20	40	
GDB200F	221	200	299	百叶窗	10	双碱	300—650	420	20	40	
GDB15	13.5	9	82	直线聚焦	10	双碱	300—650	420	30	60	7
GDB24	28	23	128	盒栅	11	多碱	300—850	420	130	160	
GDB27Q	30	24×8	94	环形聚焦	9	多碱	160—870	330	50	80	
GDB39	40	34	134	盒栅	11	多碱	300—850	420	120	160	
GDB48	51	44	139	直线聚焦	12	双碱	300—650	420		70	12
GDB48Z	51	44	139	直线聚焦	12	双碱	200—650	420		70	12
GDB49	51	44	139	直线聚焦	12	双碱	300—650	420		65	10
GDB49Z	51	44	139	直线聚焦	12	双碱	200—650	420		65	10

部分光电倍增器性能指标

度（μA/lm）				阳极灵敏度					脉冲幅度分辨率（%）		噪声能当量（keV）		上升时间（ns）
光	红光			A/lm	电压（V）		暗电流（nA）						
典型	最小	典型	红白比		典型	最大	典型	最大	典型	最大	典型	最大	
				1	800	1100	1	10			6	10	
15				100	810	1250	0.08	8	10.3	13	0.54	2	
9				200	900	1250	0.5	2					
9				200	930	1250	5	50	10.8		2	5	
11.5				30	1600	1800	0.5	10	10		8(150℃)	20(150℃)	
16				50	900	1250	5	20	8.5		0.5		
16				200	900	1250	10	50	8.5		0.5		
14				50	1200	1600	6	20	7.8	8	0.6	1.0	
11				50	1050	1600	2	10	8.4	13	0.4	0.5	
10				50	1200	2000	8	25			1.0	1.4	
10				2000	1950	2500	35	100				2	2.5
14				30	1050	1300	0.06	5		12	0.2	2	
16				2000	1400	1800	1.3	4	8.2			0.2	
14				2000	1400	1800	1.4	12	8.2			0.6	
10				2000	1400	1800	1	10	8.8			0.1	
18				2000	1350	1700	0.1	0.2					
21				2000	1200	1700	0.6	1.0					
14				2000	1650	2000		0.1					
	2	5.5		200	1200	1600	6	10					
14	2	5.5		200	1200	1600	6	10					
				200		1800		50					
				20	1400	2000	1	20					2
				500	1700	2500	20	200					2
10				0.4	3500	5000	50	200(					1.5
				200	1270	2000	10	250	9.3	10	0.9	1	
				200	1250	2000	10	50	9.5	12		1	
				50	1200	1800	20	100	11		2	5	
				200	1550	2250	40	1000	17	20	8		
				30		1250	5	15	9.5		3		3
				200	1000	1250	1	10					
			0.25	100		1000	5	50					2.6
				200	1050	1250	4	40					
15				2000	1900	2500	8	25					2
15				2000	1900	2500	8	25					2
14				2000	2100	2500	8	25					1.8
14				2000	2100	2500	8	25					1.8

通道电阻 $10^{8}\Omega$ 左右的 CEM，提供输出计数率线性响应范围高于 2×10^{6}计数/s. 积分工作方式可以稳定响应 2×10^{11} 以上计数，暗计数小于 0.1/s.

在 EUV 和X射线波段（1200° 到 0.1 Å），CEM 的半导体玻璃也可以作为光阴极. 量子效率约为 1—15%. 在 CEM 输入处镀上卤碱不透明光阴极时，可以显著地提高量子效率. MgF_2 是最方便的材料，因为它不会潮解，在空气中暴光也不会变坏. 图 12.5(b) 中给出了镀和不镀 MgF_2 对 EUV 的探测效率的影响.

CEM 对外磁场不灵敏，可用于加速器旁强磁场环境中.

(viii) 微通道板

CEM 的性能主要和长度——直径比有关，而与物理尺寸的绝对值关系不大，因而可以尽量缩小它的尺寸，主要限制在于玻璃技术. 微通道板（MCP）是将很多通道作到一个板上，其各个通道都是独立的电子倍增管. MCP 和照像底片类似，具有成像功能，并有很高的灵敏度. 但一般 MCP 的通道是直的，因而在高工作电压和高压下容易出现离子反馈引起的不稳定性. 单板的放大倍数常在 10^{4} 以下，工作气压也限在 10^{-6}Torr 以下. 但可以将两个微通道板串联使用. 通道的方向可以和极板面的法线成 0° 到 60° 的任何角度. 将两块或多块微通道板的方向安排适当时，可以使正离子陷在微通道板之间. 增加微通道板上的电压，可以使输出脉冲高度饱和. 近年来制成的曲线型通道的微通道板，可以防止离子反馈. 曲线型微通道板的放大倍数可作到 10^{6} 电子/脉冲. 输出脉冲的高度分布好于 50%，使用寿命超过 2×10^{11} 计数/mm^2. Wiza [*NIM*, **162**, 587(1979)] 曾评述过有关 MCP 的情况.

典型微通道板的通道直径为 8—50μm，可以提供很高的位置分辨率. 有几种方法可以进行 MCP 的定位读出：直接记录电子云；或者通过荧光屏将电子云转换成可见光以后再记录. 最简单的读出系统是通过高电阻阳极，利用电荷分配法可得到的定位精度约 50—100μm. 在计数率超过 10^{4}/s 时，由于堆积效应，这种简单的定位方法受到限制. 近年来 Kellogg 和 Lillie 发表了另外几

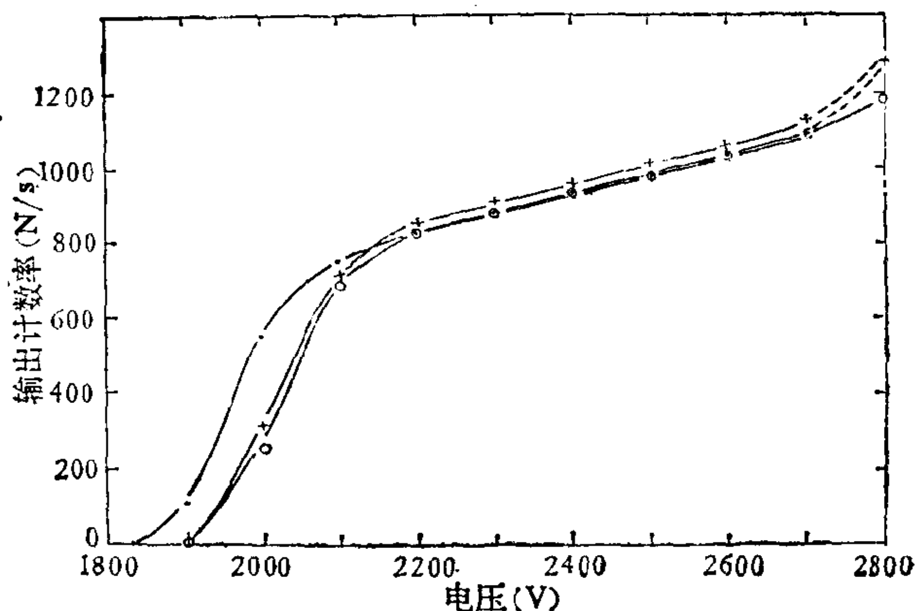


图 12.56 通道电子倍增管的高压特性

种新的较复杂的读出系统,获得了较高的允许计数率($>10^5$/s)和很好的位置分辨率(~25μm).

电子倍增管和微通道板对500高斯以下的磁场不敏感,利用适当的阳极形状,MCP 给出的脉冲的本征宽度约1ns,可以用于快定时工作. Boutot [*Rev. Sci. Instr.* 1405 (1977)] 等对此有所介绍.

(ix) 电像机

1960年 Lallemand [*A. E. E. P.* **12**,5 (1960)] 首先制成了电像机,其方法是:光阴极发射的电子被加速到20keV 或更高能量,照射对带电粒子灵敏的乳胶片. 由于总探测效率与光阴极的量子效率相仿,电像机比一般照像底片的灵敏度高很多,而且核乳胶片在线性响应和辐射剂量的准确性等方面都比一般照像底板好得多.

1979年Carrathers 等介绍了一系列紫外线波段用的电像机[33]. 图 12.57 所示的 Schmidt 像机用于 1200 到 2000 Å 波段.

电像机对于直径约100mm的像,可作到空间分辨率约200μm. 由于电像机使用磁聚焦,因此需要特别注意外磁场屏蔽问题.

(x) 条纹照像机

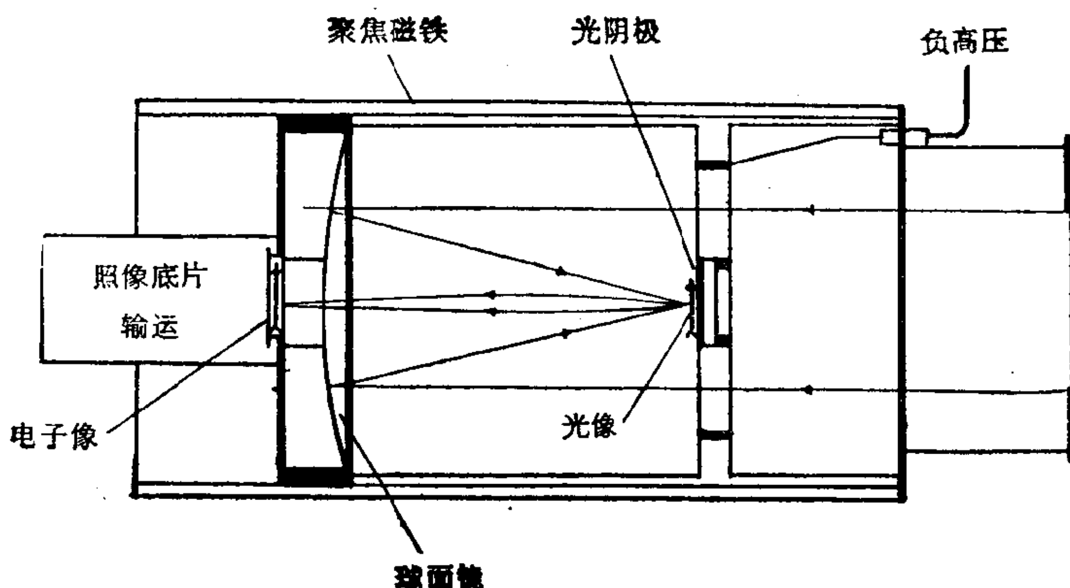


图 12.57 Schmidt 电像机简图 (Carrather, 1979)

储存环提供的同步辐射具有亚毫微秒时间结构，可以进行微微秒水平或更好的时间分辨研究。 1979 年 Schwentner 等[36]和 1980 年 Rehn 等[37]都进行过同步辐射时间分辨谱方面的研究工作。 目前进行微微秒水平的测量工作要求使用非常窄的输出脉冲,可由微通道板和快速光电倍增器得到。 另外可以用条纹照像机对屏幕上快速移动的光点进行照像，记录其瞬时变化。 例如 Pietri 等 [*IEEE*, *Trans*. NS-22, 2084 (1975)] 的工作. 由于条纹照像机结构非常复杂,价格很贵,目前只有少数人在使用. 但有些厂家可以生产基于微通道板增强器的商品条纹照像机，其时间分辨率对可见光和紫外光波段好于 2ps，对 X 射线段好于 30ps. 目前条纹照像机作为极高时间分辨的像增强技术仍将继续发展.

2. 光导型探测器

(i) 闪烁计数器

X 波段目前最常用的光电导型探测器是闪烁计数器. X 射线被卤碱晶体吸收后,产生一些较高能量的电子. 这些电子在晶体中激发很多次级电子进入晶体导带，晶体中的一些杂质捕获次级电子,产生跃迁发射可见光. 例如在 NaI(Tl) 晶体中约有 8% 的原初电子能量转为兰光子. 图 12.58 给出一个典型闪烁计数器装

置的方块图．闪烁晶体和光电倍增器通过硅胶进行光接触．被测光子能量由闪烁晶体中发射的可见光光子脉冲幅度反映．由于晶体的密度比隋性气体的密度大很多，因而对 10keV 以上的光子闪烁计数器比气体计数管效率高很多．例如 5mm 厚的 NaI(Tl) 晶体片对直到 100keV 的光子记录效率都接近 100%．但由于由 X 射线到可见光之间的能量转换效率较气体正比管低，因而NaI(Tl) 闪烁计数器的能量分辨率较低．由6keV 时的 60% 到 100keV 时的 25%．20keV 以下光子测量常用气体正比计数管，20keV 以上则常用闪烁计数器．

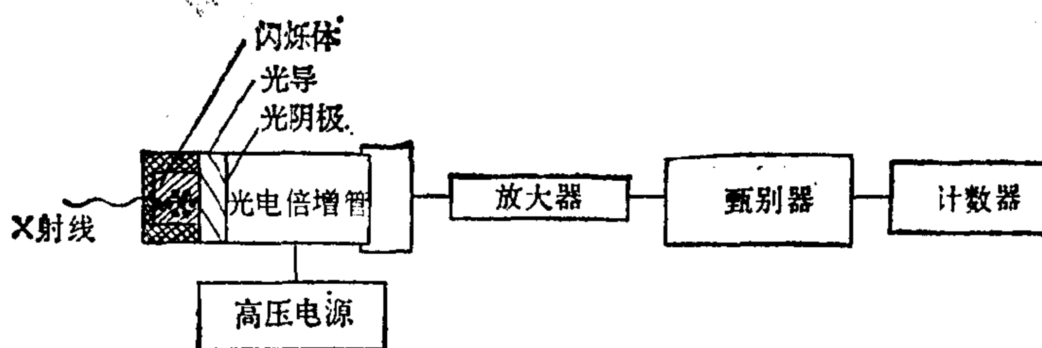


图 12.58 闪烁计数器典型方块图

(ii) 硅二极管

反向偏压 *p-n* 结在所有光电导型探测器中用途最多．在电子过剩（*n*-掺杂）和空穴过剩（*p*-掺杂）的两种半导体间的结上加以反向偏压，在交界处产生一个多数载流子耗尽区，因而有低漏电流和高载流子迁移率． 在吸收光子后耗尽区中产生的电子-空穴对形成一个可测的信号电流．结旁边的死层(非耗尽层)需要作得很薄，以减少能量损失，这一点对软 X 射线测量更为重要，制作 p-n 结的最常用材料是硅，其体量子效率曲线如图12.59所示．由图可见，硅探测器在可见光和近红外波段，以及 X 射线区是灵敏的．

由于 p-n 结的包装层吸收紫外光，因而形成近紫外区域的短波限．X 射线波段的光子可以穿透包装层作用到 p-n 结上，这时探测器又变得灵敏了．因为 X 射线光子有足够能量在 p-n 结中产生几个电子一空穴对，测量单光子事件产生脉冲的幅度，可以给出

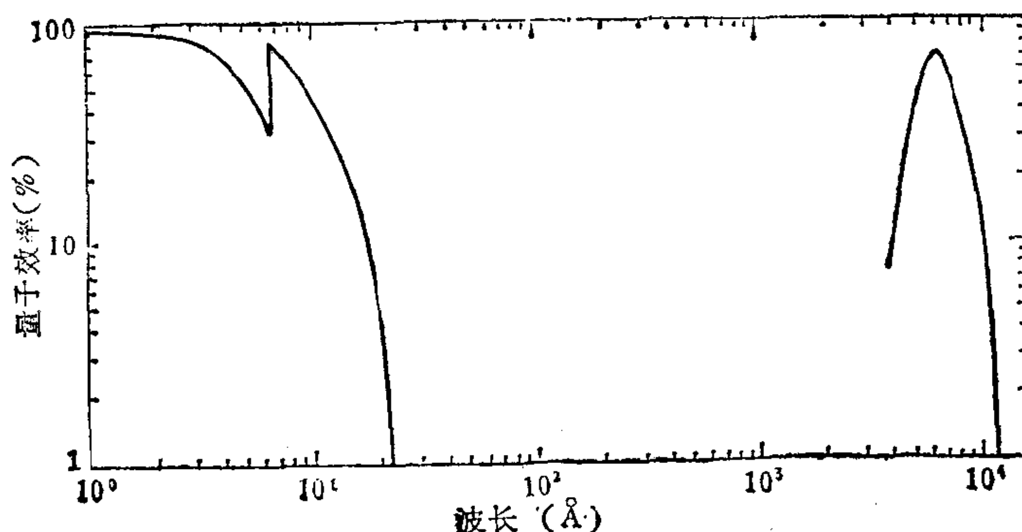


图 12.59　硅探测器的体量子效率

所测光子能量的信息．所有硅探测器都具有本征暗电流，在 20℃ 时为 1—100μA/cm^2，到 10℃ 时暗电流可以降低 2—7 倍．在测量弱光时，为了降低暗电流，可能需要将硅探测温度降到 −20℃ 甚至 −120℃，另外，所有硅探测器都对高能带电粒子灵敏．在测量低通量光子时，需要仔细地作好硅探测器的屏蔽．

(iii) 硅(锂)和锗(锂)探测器

硅(锂) (Si(Li)) 探测器的制备方法是使用锂漂移技术增加耗尽层厚度以加大灵敏体积，并减少探测器电容，以便适用于 X 射线波段的探测．Si(Li) 探测器在 − 170℃ 时对 1keV(～12 Å) 光子的典型能量分辨率约为 140eV．较正比计数管的能量分辨率好一倍．探测器的低噪音工作方式要求较长的时间常数 (>10μs)，因此其最大计数率限于 10^4 计数/s 或更低．1979年 Walton [*IEEE, Trans*, NS-26, 1.335 (1979)] 等人介绍了二维位置灵敏 Si(Li) 探测器，对 15MeV 的光子的位置分辨率达 100μm 量级．

Si(Li) 探测器灵敏区短波限约为 50keV (0.25 Å)，因为在这种能量下吸收系数已经很低，对较高能量的光子，则需要使用锗(锂)漂移探测器． 在冷却到 − 170℃ 以下时，Ge(Li) 探测器对 50keV 以上的光子的能量分辨率为 2—3keV 左右． 锗(锂)探测

器必须长期保存在低温条件下，以防止锂补偿的损失。 本征锗探测器可以在室温下保存而不变坏，使用比较方便。 目前本征锗探测器的体积限于 $120cm^3$。 大面积探测器需要几块本征锗组合而成。

(iv) 硅二极管阵列

硅二极管中的反向偏压 p-n 结的作用好像一个固体电容器。图 12.60 给出的一种典型 MOS 型硅二极管，可用于储存和积分电荷，其时间周期受漏电流限制，在室温下时间周期约为几秒，冷却到60℃以下，变为几分钟。通过光电导可以消除结区电荷的现象，可用于产生图像信号，可以将分立的硅二极管组成阵列，或者一系列二极管通过很多固体门到达一个公共图像线和予放大器上。在这种"自扫描二极管阵列"中，当读出序列信号到达时，每个二极管相连的移位寄存器都串联到公共图像线上。已经有一维和二

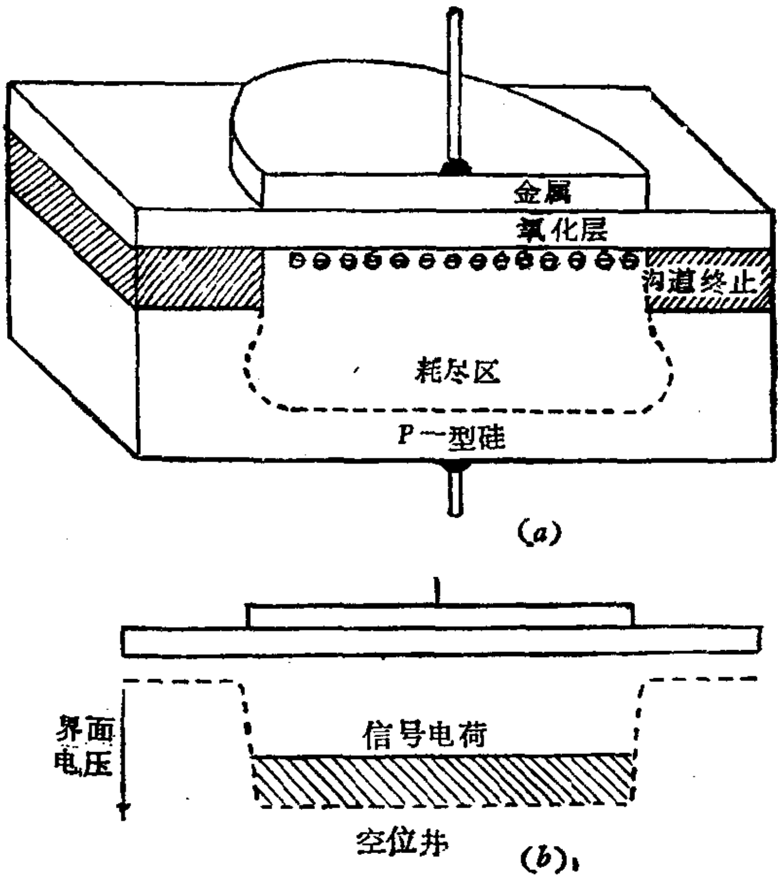


图 12.60 (a) 用作少数载流子⊖储存单元的 MOS 电容截面图，
(b) 位井和信号电荷

维自扫描二极管阵列的工业生产，单个二极管的尺寸可以小到15μm. 虽然硅二极管阵列对红光和红外线波段更为灵敏，但也可适用于紫外线波段. 例如1024单元的 Reticon 光二极管阵列，在200Å 附近，量子效率降到30%，见图12.61.

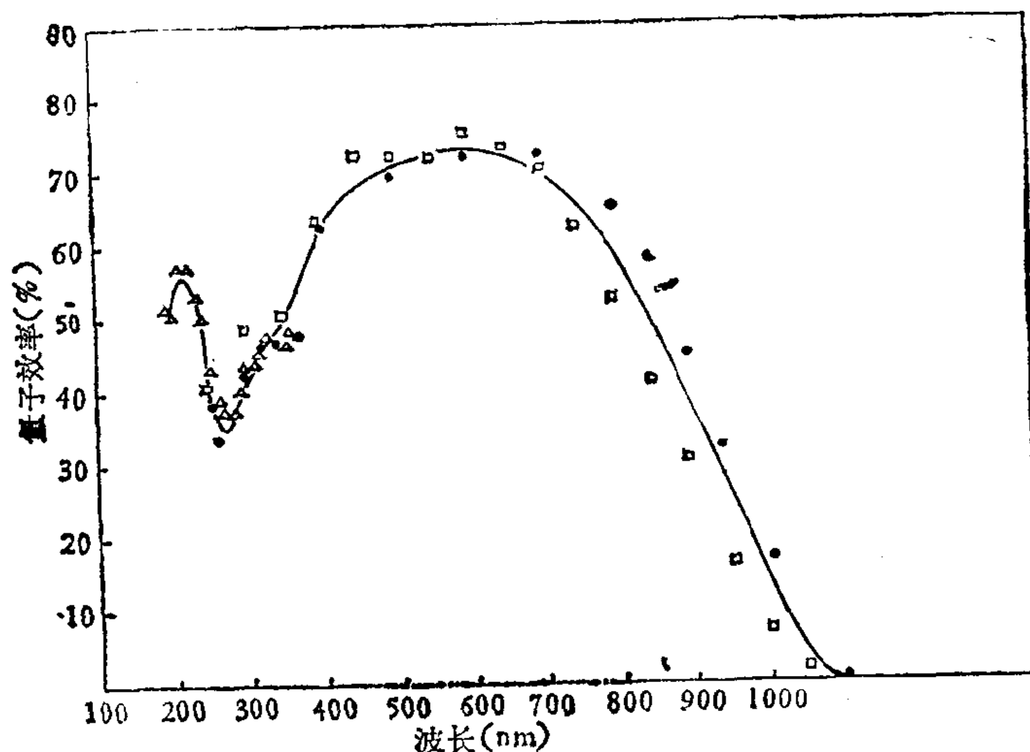


图12.61 RL-1024S SPD 型 Reticon 光二极管阵列在紫外线和可见光波长区域的量子效率

在用于紫外波段时，必须注意消除红光及红外波段的散射波. 1024单元 Reticon 阵列的空间分辨率为25μm，但读出噪音为500电子（rms）量级. 在一20℃时，暗电流大于500 电子(rms)，限制了探测系统的灵敏度. 因此有时要求冷却到极低（—100℃）温度下工作. 暗电流与温度的强烈依赖关系表明，如果要求稳定工作，探测器需要有很好的温度控制. 1980年 Talmi 和 Simpson 写过关于 Reticon 性能的总结性文章[38].

（v）电荷耦合器件

电荷耦合器件(Charge-Coupled Device)简称 CCD，是电荷转移器件(CTD)中的一种，它是一种集成电路，但其工作原理和常规控

制电流的半导体器件不同，是靠电荷耦合作用实现逻辑、模拟、传感和探测等功能的. 利用 CCD 可以造成容量极大的存贮器和高速模拟移位寄存器，实验工作中常用 CCD 作图象传感器和粒子探测器.

通常使用的金属-氧化物-半导体（MOS）电电容器，是在 P 型硅衬底热氧化生成一层氧化薄膜 SiO_2，再在此膜上蒸镀一层金属制成的. 将这种 MOS 电容器的金属层光刻成间距很小的一些栅电极(如图 12.62(a)中的 P_1, P_2, P_3··· 等电极)，就制成了CCD. 在 CCD 栅极上加正电压时，硅片中的多数载流子(空穴)被排斥形成耗尽层，而在硅表面下出现一个位井，所加电压愈高，耗尽层就愈深. 负电荷落入位井时被浮获，这样位井就可以存贮电荷. 当相邻两电极上都加上正电压时，因电极间距离很小，下面位井会有交叠. 这时原存在于一个位井中的电荷就可能流入另一位井中去，因此适当控制各个栅电极上的电位变化，就可能实现电荷的耦合和传递. 如图12.62所示，在 CCD 各个栅电极上加以彼此相位有一定相对延迟的三个时钟脉冲，就可能实现电荷的转移. 在三相时钟脉冲作用下的相邻三个电极（P_1, P_2, P_3）构成一个存贮单元(也叫象素)，可以将很多存贮单元排成一维或二维阵列，再加上输入、输出电路，就形成了一维或二维的 CCD.

用作图像传感器时，CCD 有体积小、寿命长、信噪比高，图象保真度好，耗电省，以及对红外线灵敏等优点. 当光学图象通过聚焦系统成像在 CCD 上时，CCD 的各象素上所形成的电荷量正比于照射其上的光强，所以象素矩阵上的电荷分布图象，就相应于原光学图象的信息. 通过适当的电子学线路，可以依次读出各象素中存储的电荷信息而重建图象. CCD 的灵敏度比高灵敏胶片还高很多，可以不要象增强器而单独工作.

用作粒子探测器时，当带电粒子通过 CCD 就在所穿过之处的基片硅中产生一连串电子——空穴对，这些电离电子落入邻近的位井中，就形成了信号电荷. 按照 CCD 的读出方式，可以确切地知道各信号电荷在 CCD 中的坐标，从而可以确定各穿过粒子的径

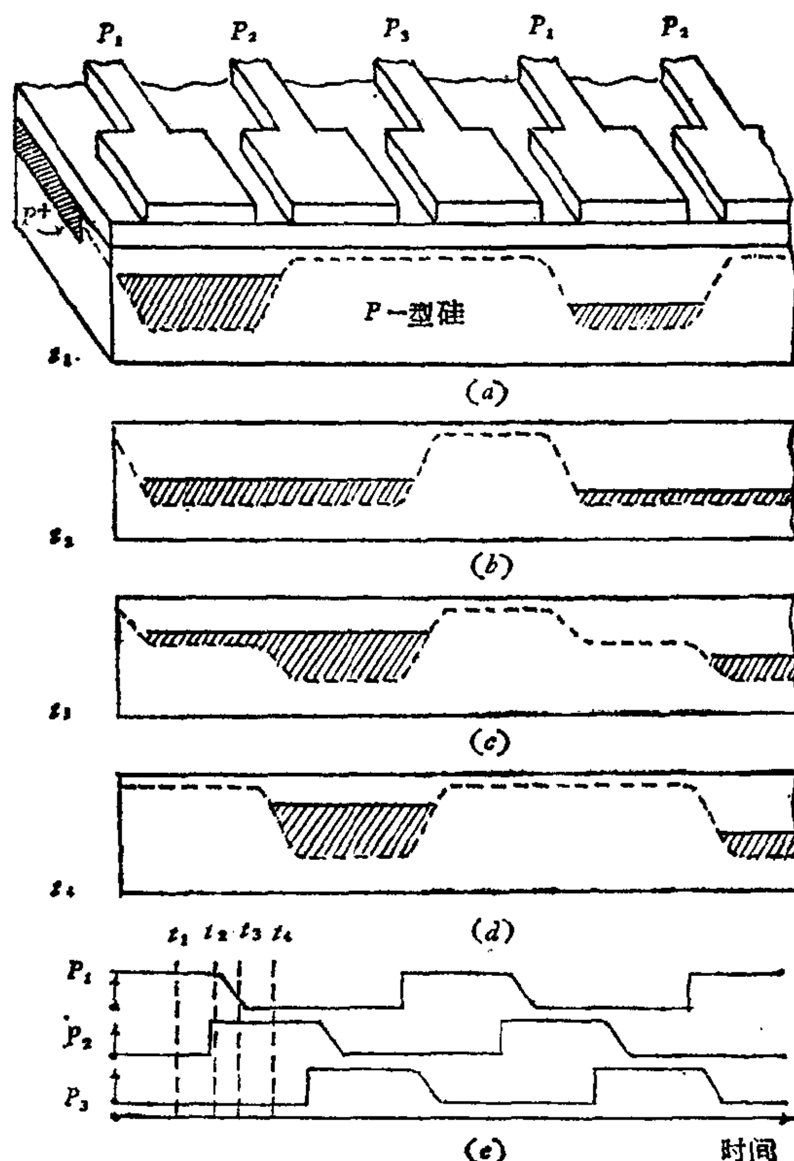


图 12.62 CCD 工作原理图 (a) 三相 n 通道 CCD 工作过程. 在硅基片的截面中给出 CCD 电荷载流子位井，(b)、(c)、(d) 在时间序列 (t_2-t_4) 中，位井及电荷转移情况，(e) 波形图中注明了对应的时间标志

迹。CCD 用作粒子探测器时，两维空间测量精度可达 3μm，时间分辨约 500ns，读出时间约 4ms，抗辐射强度可达 3×10^5rad.

CCD 的转移效率是传送前后两相邻象素中电荷量之比，用三相时钟驱动时，转移效率在 99.9—99.99% 之间，和时钟频率有关，频率愈高，转移效率越低.

CCD 的暗电流是在无光照情况下，位井俘获热运动产生的电子所形成的噪声电流. 在室温下，其值在 nA—μA/cm^2 之间，由

于它的存在，限制了 CCD 的灵敏度。但在低温环境下，暗电流可以大大减少，适用于高灵敏电荷检测。

CCD 适用波段范围及其灵敏度和探测效率等参数和具体包装及使用方式有关。作摄象传感器用带透明窗的 CCD，对可见及红外光（0.4—1.1μm）灵敏。未减薄的 CCD 根据其通过厚度，对 4—10keV 能区（3—1Å），量子效率在 25—75% 之间。

由于有包装层，CCD 对兰光和紫外波段的灵敏度很低。多晶硅结构和每一灵敏单元的金属电极，使这一吸收问题更为严重。实际上对一个正面照射的 CCD，只有 50% 的面积是光敏的，这对于光敏单元的位置分辨率和成像功能是很严重的问题，使用薄的背照射 CCD 可以减轻这一问题。如果给薄的背照射 CCD 涂上一层有机磷光物质，可以改进它对紫外光的灵敏度，薄的背照射 CCD 镀上 1600Å 厚磷光物质（*Coronene*）后，频谱响应如图 12.63 所示。

薄背照射式 CCD 可用于 600Å 以下 EUV 波段的直接成像

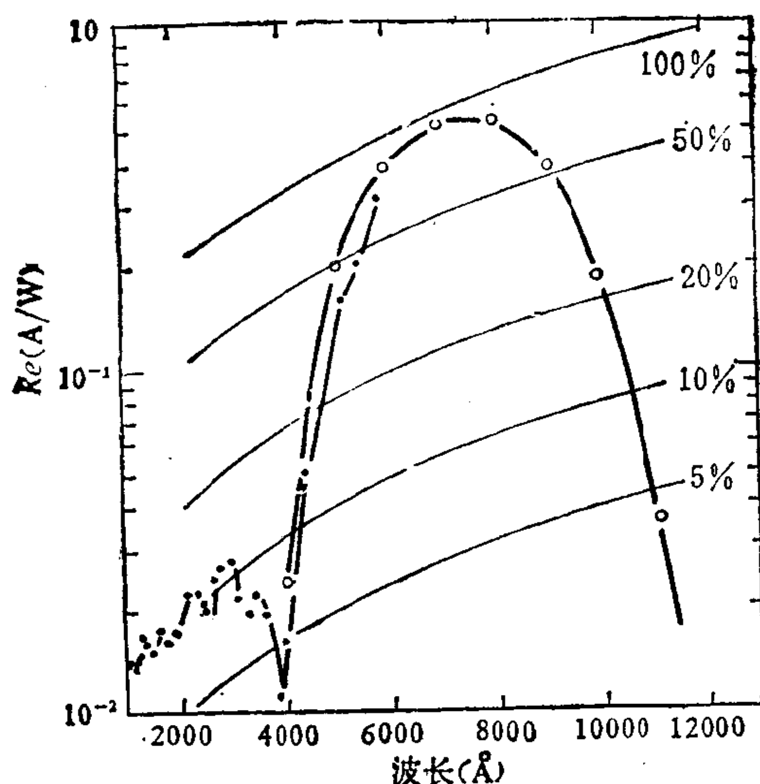


图 12.63 镀上～1600Å的 *Coronene* 后 CCD 频谱响应（R_e）曲线

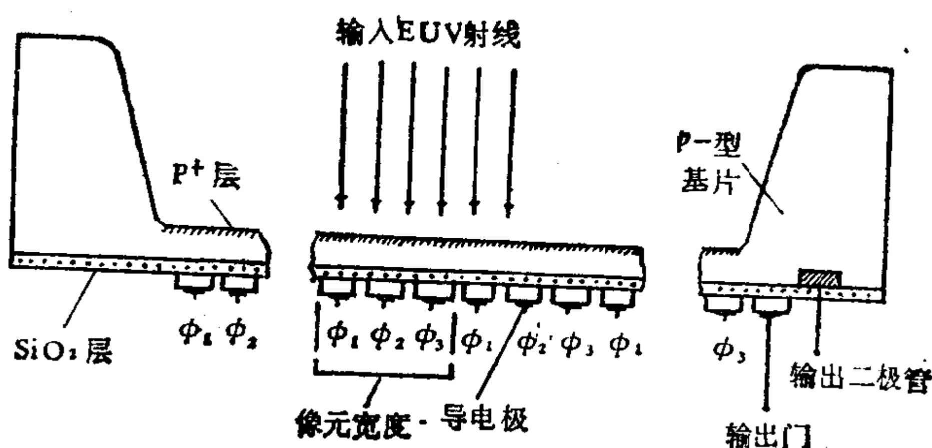


图 12.64　用于 EUV 直接探测的背照射 CCD 简图

(图 12.64)，量子效率在 584 Å时为 12%，在 304 Å时为 45%.

目前常用的 CCD 有表面沟道式和遮蔽沟道式两种电荷转移结构. 表面沟道式的 CCD 是使电荷储存并运动于紧接绝缘体的下面的半导体中，遮蔽沟道式则在半导体体内距界面一定深度处传输电荷，其细致结构在 1975 年 Barba[39] 总结文章中曾有介绍.

下列两表列举国产线阵和面阵 CCD 摄象器件性能参数 (见表(12.17)).

筛选条件:

1. 检漏: 10^{-4} 大气压 · 厘米^3/秒.
2. 高温贮存: 温度: 125℃，时间: 120 小时
3. 电老化: $V_{OG} = -5V$, $f_C = 500KC$ 驱动电压: 交流 18V 直流 18V

(vi) 电荷注入器件

近年来处于迅速发展阶段的另一种电荷转移器件是电荷注入器件 (CID). CID 中累积的电荷不是沿阵列连续传递，而是在两个邻近的固体电容之间转移、如图 12.65 所示. 由于根据两个电容上的电压引出图象信号是一种非破坏性技术，这种器件的读出噪音小，清除器件时，可将储存的电荷注入基片中. CID 工作在 −100℃ 左右时，利用这种非破坏性读出技术多次读出信号，读出噪音可以减少到 50 电子均方根值. CID 的基本性能和 CCD 相似，1976 年 Burke[40] 和 1975 年 Barbe[39] 等对这两种器件作了

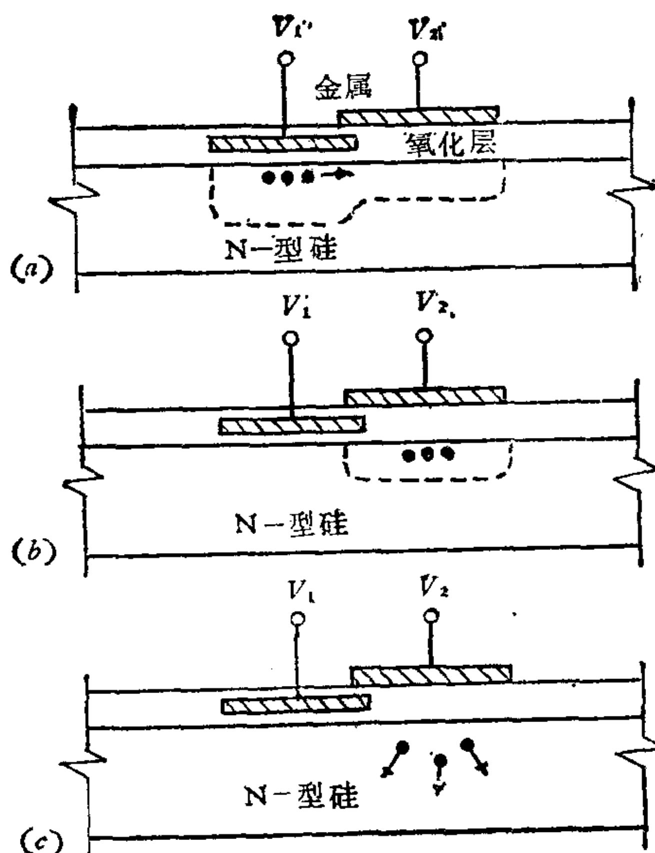


图 12.65 面阵列型电荷注入器件的基本单元
(a) 电荷储存 $|V_1|>|V_2|$，(b) 电荷转移 $V_1=0$，$V_2=+$，
(c) 电荷注入 $V_1=0$，$V_2=0$

比较.

不同加速器提供同步辐射的性质可能有很大差别，因此在选定使用某一种探测器之前，要仔细考虑其适用性，如果动态范围不够，则高幅度或高计数率可能使探测器饱和或过载. 探测器的窗材料，对测量的能谱范围，能量分辨等均有影响. 表 12.19 中总结了 3000 Å 到 0.1 Å 区间常用光子探测器的基本性能. 总的说来，光电导型探测器最适用于红光及红外线范围，因为这一区间内量子效率很高，X 射线光子的能量大，可以穿透保护层，能够在光电导型探测器中产生足够数目的载流子.

EUV 和 X 射线能区光电发射型探测器可以以开放或封闭形式工作，对紫外光和可见光灵敏的光阴极，需在封闭式探测器中

表 12.17 重庆光电技术研究所生产的线阵

参数名称	符号	测试条件	单位	额定值		
				GZ101		
				最小	典型	最大
光谱范围	λ_R	$f_C = 500kc$	μm	0.4		1.1
灵敏度	S	$f_C = 500kc$ $\tau = 20ms$	LX		1	
平均暗电流	*ADC*	$f_C = 500kc$	$\mu A/cm^2$	10	20	30
转移效率	η		%	99.9	99.95	99.99
时钟频率	f_C		MC	0.01		10
动态范围	Dy	$f_C = 500kc$	db	50	54	60
输出幅度	V_{out}		mv	300		800
信噪比	S/N		db	30	40	50
工作温度范围	T_R		℃	−40		+40
芯片尺寸			min	2.7		
分辨单元数			位	128		

GZ101, GZ102, GZ103, GZ104, GZ105

工作参数	ϕ_1, ϕ_2	ϕ_R	ϕ_P	ϕ_{TG}	V_{DS}
参数值	7～15	7～15	5～15	5～15	15

使用，探测紫外光和可见光可以采用半透明或不透明式光阴极，而探测 EUV 和X射线则常采用不透明式光阴极。

除了表12.19中介绍的各种光电型光子探测器外，还可以用乳胶片照相法记录光子。使用乳胶片的方法简便，并且在一次曝光中能够记录下大量信息，然后再具体分析，但这种方法灵敏度低。远紫外区域缺少适用的乳胶片，而且动态范围窄，线性度差，杂光及带电粒子造成的本底较高。也有些光子探测器利用光的热效应

CCD 摄象器件性能参数

（室温）

GZ102			GZ103			GZ104			GZ105		
最小	典型	最大	最小	典型	最大	最小	典型	最大	最小	典型	最大
0.4		1.1	0.4		1.1	0.4		1.1	0.4		1.1
	1			1			1			1	
10	20	30	10	20	30	10	20	30	10	20	30
99.9	99.95	99.99	99.9	99.95	99.99	99.9	99.95	99.99	99.9	99.95	99.99
0.01		10	0.01		10	0.01		10		4	
50	54	60	50	54	60	50	54	60	50	54	60
300		800	300		800	300		800	300		800
30	40	50	30	40	50	30	40	50	30	40	50
−40		+40	−40		+40	−40		+40	−40		+40
4.6			8.5			16			31.1		
256			512			1024			2048		

型器件的工作电压范围　单位：伏特

V_{RD}	V_R	V_{OG}	V_B	G_1, G_2	ID_1, ID_2
15	15	5～10	0～−10	2～6	2～6

进行，这类探测器主要记录辐射的能量（与波长关系不大），热效应探测器也有不少用处，例如可以用作紫外光的绝对辐射标准等。

§12.3　同步辐射研究方法和应用举例

由于同步辐射具有广阔的连续频谱和一系列优异特性，近年来它在多种学科和尖端技术中已获得了广泛的应用。在这些应用

表 12.18　重庆光电技术研究所生产的 GZ201 型面阵 CCD 摄象器件性能参数

参数名称	符　号	测试条件	单　位	额定值(室温下)		
				最小	典型	最大
光谱范围	λ_R		μm	0.4		1.1
灵敏度	S	$f_C = 500kc$	Lx		1	
平均暗电流	ADC	$f_C = 500kc$	nA/cm^2		20	30
转移效率	η		%	99.9		$99.\dot{9}9$
时钟频率	f_C		MC	0.01		10
动态范围	D_y		db	50		
输出幅度	V_{out}		mv	300		
信噪比	S/N	$f_C = 500kc$	db	30		
工作温度范围	T_R		℃	−40		40
芯片尺寸			mm^2	4.4×5.3		
分辨单元数			位	150×120		

表 12.19　3000Å 到 0.1Å 区间光子探测器特性总结表

探测器	波长范围(Å)	能量分辨	位置分辨	时间分辨	放大系数	磁灵敏性	冷却要求	最大计数率
电离室	1500—1050（密封式） 1050—300（流气开放式） 300—60（流气薄塑料窗式） ~60—0.1（密封式）	—	—	—	1—100	低	不	~10^2—10^4 光子/s
盖格管	~300—60（流气薄塑料窗式） ~60—0.1（密封式）	—	—	25ns	>10^5	低	不	<10^5/s
正比管	~60—0.1	10—20%		25ns	10^3—10^5	低	不	<10^5/s
成像正比管(IPC)	~60—0.1	10—20%	0.1—3mm	25—100ns	10^3—10^5	低	不	<10^4/s
气体闪烁计数器	~60—0.1	~10%	<2mm	100ns	10^5—10^8	低	不	<10^5/s
光二极管	>3000—1050（密封式） 1050—0.1（开放式）	—	—	—	/	适当		~10^2—10^4 光子/s
光电倍增器	>3000—1050（密封式） 1050—500 以下(开放式)			1—0.1ns	10^5—10^7	高	对紫外光阴极不要,对可见光阴极要 −20℃	>10^6/s
电子通道倍增管	>3000—1050（密封式） ~1400—0.1（开放式）	—	—	<1ns	10^6—10^8	低		>10^6/s

续表 12.19

微通道板（MCP）	>3000—1050（密封式） ~1400—0.1（开放式）		<25μm	200ps	10^5—10^6	低	同上	>10^5/s·mm^2
电像机	2000—1050（密封式） 1050—300（开放式）		<20μm		1—10^3	高	不	
闪烁计数器	~1—0.1	60—25%	—	1—10ns	10^3—10^8	高	对可见光阴极 0—－20℃	<10^5/s
Si(Li)	~20—0.25	5—15%	—	10ns	1	低	－170℃	<10^4/s
Ge(Li)	~0.25—0.1	~5%	—	10ns	1	低	－170℃	
硅二极管阵列	>3000—2000 ~50—0.1	—	15μm	—	1	低	－20℃— －120℃	
CCD	>3000—1200（薄背式镀铬） >50—0.1（薄背照射式）	—	15μm	与读出率有关	1	低	－20℃— －120℃	
CID	>50—0.1（薄）						－20℃— －120℃	
Digicons	>3000—1050	—	30μm	~5ns	~10^3	高	紫外光阴极不要	

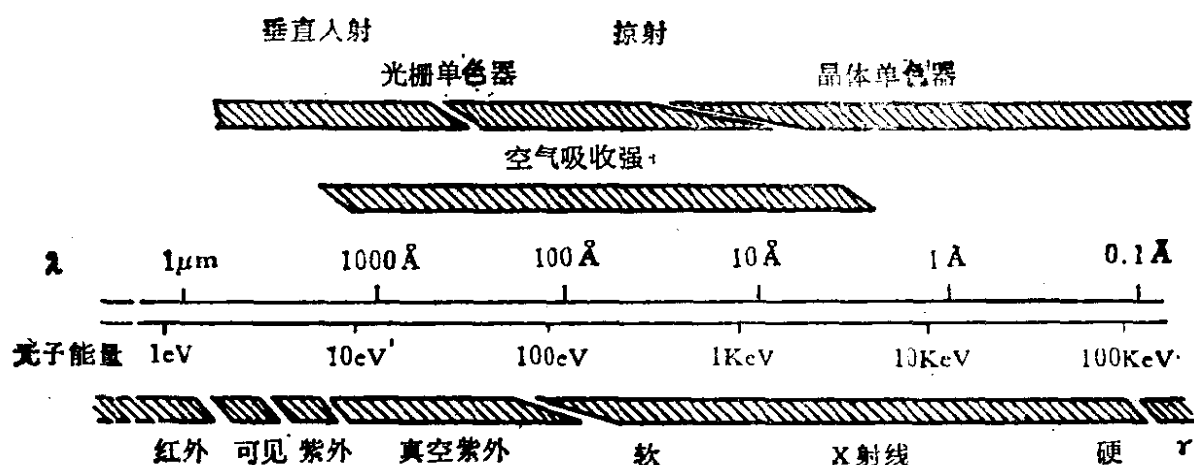


图 12.66 同步辐射各波段和所用的单色仪类型

究工作的开展中,发展了一系列研究方法和实验技术. 图12.66中给出同步辐射各波段的波长和相应能量范围及所使用的单色仪类型.

应该指出,同步辐射应用研究,作为一门综合性、实用性很强的新兴学科,目前仍处于迅猛发展阶段.各种新思想、新技术、新问题和新成果不断涌现,很难进行全面介绍,粗略地可以将同步辐射实验工作分为散射、光谱学和扫描与成像等三类. 利用光子与物质相互作用中的康普顿散射、拉曼散射、小角度散射,以及干涉和衍射等现象,或光子被物质吸收后所产生的发射光谱,光电子谱,以及荧光、解离等弛豫过程,可以仔细地研究物质结构和辐射效应等问题. 由于物质微观结构中,原子、分子以及凝聚态等层次、主要都是靠电磁相互作用结合的,因而利用电磁作用的量子——各种不同波长的光子与物质相互作用,能够获取这些层次具体结构的丰富信息,这是容易理解的.表 12.20—12.23 中给出同步辐射研究方法与研究对象的关系;同步辐射研究方法和光源特性的关系;同步辐射研究领域和使用的谱学技术的关系;以及各种实验工作所用的同步辐射波段范围. 同步辐射应用研究是多方面的,这里只能举一些例子,介绍其典型研究方法和重要应用.

表 12.20 同步辐射研究方法与研究对象的关系（ESRF 报告，1979年5月25日第24页）

研究方法 / 研究对象	散射				光谱学				扫描与成像			
	衍射	小角散射	干涉	光子非弹性散射	吸收和发射光谱	光电子能谱	荧光寿命	穆斯堡尔谱	光刻术	显微术	形貌术	辐射剂量
原子物理			✓	✓	✓	✓	✓	✓				
分子物理			✓	✓	✓	✓	✓	✓				
固体电子性质	✓		✓	✓	✓	✓	✓					
表面吸附	✓				✓	✓						
固体、液体有序、无序及其相变研究	✓	✓			✓							
液化相的一般序凝聚相					✓		✓	✓				
晶体缺陷		✓			✓		✓	✓	✓	✓	✓	
核物理					✓			✓				
光化学	✓	✓		✓	✓	✓	✓					
分子生物学	✓	✓			✓		✓	✓		✓		
细胞生物学							✓		✓	✓		
形貌术	✓	✓			✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	
辐射剂量标准												✓

表 12.21 同步辐射研究方法和光源特性关系

研究方法 \ 同步辐射特性		连续可调	高亮度	脉冲光	偏振性	高强度	可计算性
散射	衍射	✓	✓	✓			
	小角散射	✓	✓	✓			
	干涉	✓	✓				
	非弹性散射	✓	✓		✓	✓	
光谱学	吸收(反射)光谱	✓	✓		✓	✓	
	光离解	✓	✓	✓	✓	✓	
	光电子能谱	✓			✓	✓	
	穆斯堡尔谱	✓	✓	✓			
	荧光分析	✓		✓	✓	✓	
扫描与成像	光刻和显微术	✓	✓			✓	
	辐射计量	✓					✓
	形貌术	✓	✓	✓	✓	✓	

12.3.1 同步辐射典型研究方法

1. 形貌术

X射线形貌术（*Topography*）是利用X射线在晶体中传播及衍射的动力学和运动学原理，用底片纪录晶体中完整及非完整部分的衍射结果，得到反映晶体缺陷的图像，来无损检验晶体材料及器件表面和内部微观结构缺陷的一种方法． 缺陷可以是一维的，如位错线；二维的，如磁畴界面，亚晶界面，以及三维的，如亚结构等．

同步辐射X射线形貌术工作的特点是：(i) 用常规的X射线源拍摄一张形貌像片通常需要八小时以上．同步辐射强度高、亮度大，拍摄一张形貌照片只需要秒的量级，大大节省实验时间，而且可以进行动态研究．(ii) 同步辐射的角散度很小，在几十米处拍照仍有足够光强．即使试样和底板间距增大到几十厘米，仍有很好的分辨率，因此可以在样品周围安装其它附件，如高(低)温、磁场、高压等装置以改变环境条件．(iii) 同步辐射具有连续光滑

的谱线，可以拍摄白光形貌而无须精确调节晶体的取向。也可以用单色仪连续选择合适波长，而常规X光机只限于几个特征波长，进行单色光形貌术工作。

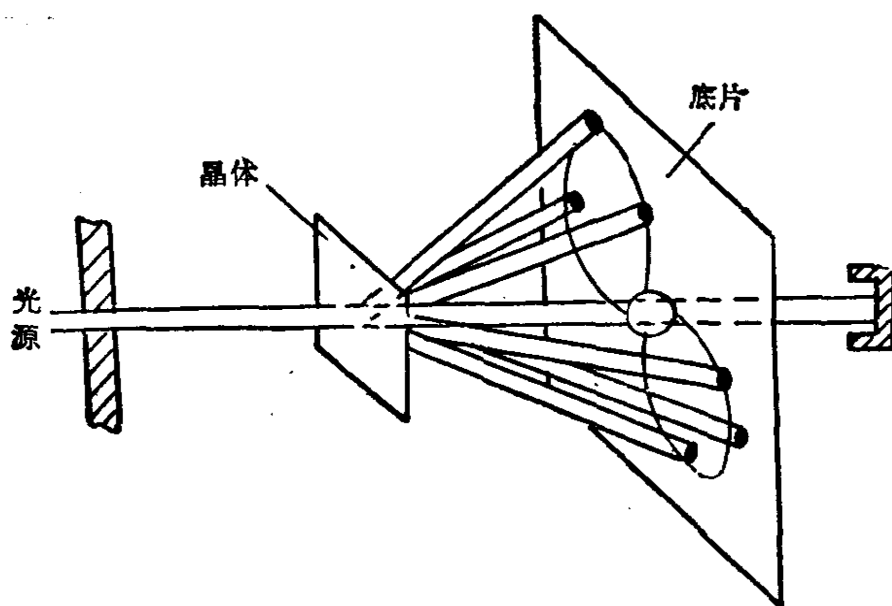


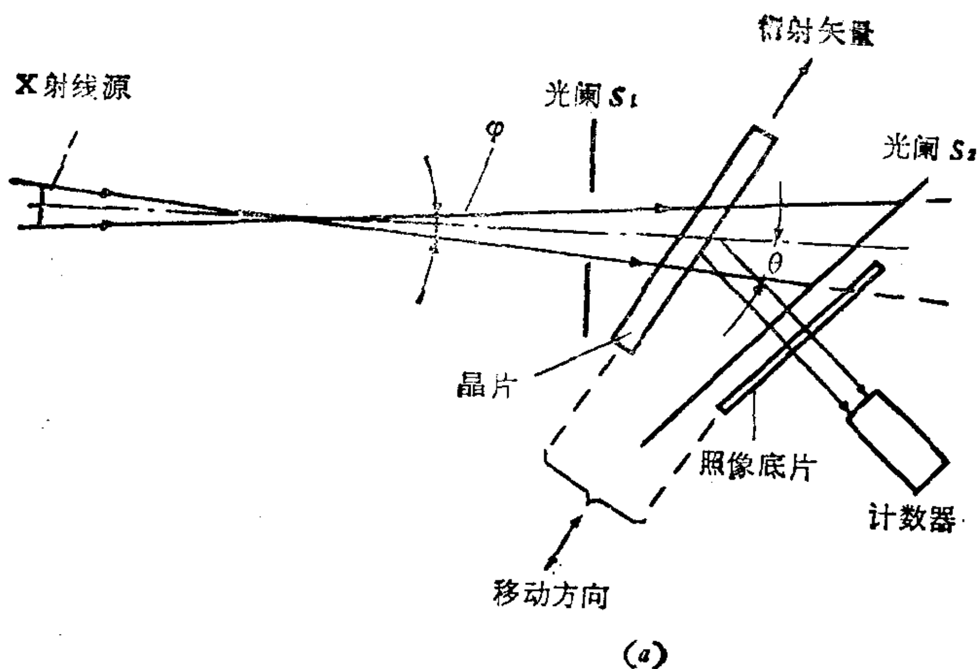
图 12.67　白光X射线形貌术

白光形貌术是将同步辐射的连续谱入射到晶体，根据布拉格定律，晶体中不同的反射面各自选择适当的波长进行反射，从而获得样品的劳厄衍射图像，即衍射强度的积分像，实验布置如图12.67所示。实验时晶体取向调准到1°左右。

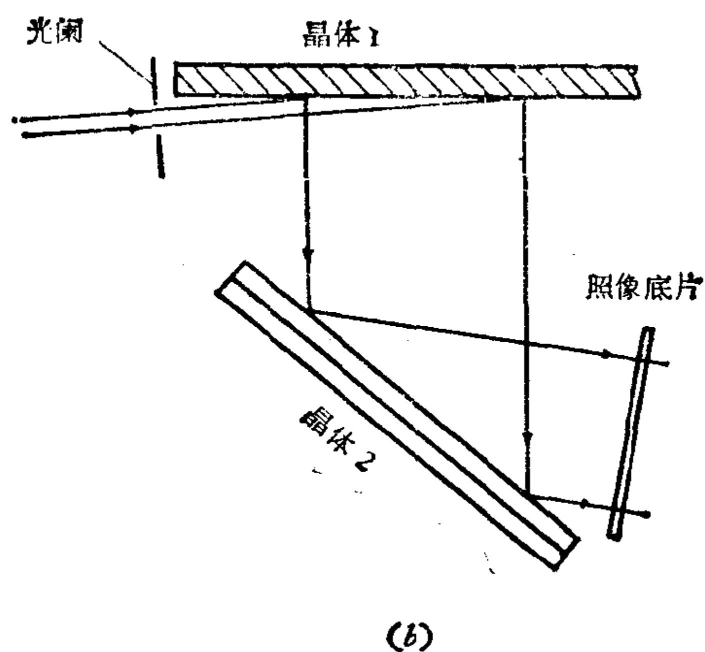
白光形貌术的局限性为：样品对X射线吸收系数很大，只能应用短波长X射线，这时布拉格角很小，可能使衍射劳厄斑点相互重叠，而且由于不同级的反射重迭，图像铨释比较困难。

单色X射线形貌术是利用高度完整的参考晶体，使入射的X射线单色化，然后利用单色光获得样品的形貌图。经过单色化的X射线，不仅具有单一波长，而且光束的发散度也大大减小，可以视为准平面波。应用这种技术可以测量晶体点阵参数或取向的微小变化。

图12.68(a)给出单色光形貌术投影形貌法实验布置。此时晶片取向需要调整到1″左右，很费时间，一般需要拍摄好几张不同晶体衍射的矢量照片进行对照分析，图 12.68(b) 为双晶形貌术



(a)



(b)

图 12.68　投影及双晶形貌术的实验布置示意图　(a) 投影形貌术　(b)双晶形貌术

的实验布置图．入射的X射线经晶体 1 反射后，入射到晶体 2（样品)，经晶体 2 的反射，照片底片上获得样品表面的形貌图．

图 12.69 是法国 LURE-DCI 单色X射线形貌站方块图．同步辐射白光X射线经狭缝准直后，入射到单色器的测角头由马达

表 12.22 同步辐射研究领域和使用的

研究领域 / 谱学技术	原子物理	分子物理	光化学	固体电子性质	吸收和电子表面性质
吸收/反射谱	✓	✓	✓	✓	✓
发射谱(能量和时间分辨)	✓	✓	✓	✓	✓
EXAFS 和近边结构	✓	✓	✓	✓	✓
光电子谱 (UPS—XPS)	✓	✓	✓	✓	✓
光谱学	✓	✓	✓		✓
光电导			✓	✓	✓
X射线荧光分析	✓	✓	✓	✓	✓
穆斯堡尔谱学	✓	✓			
光子非弹性散射	✓	✓		✓	
X射线衍射散射			✓	✓	✓
X射线漫散射			✓		✓
X射线小角度散射			✓		
形貌学					
X射线干涉学	✓	✓		✓	✓
X射线辐射学					
X射线微波谱学					

驱动进行调节,微调精度达 1″, 单色X射线,经过狭缝进一步准直后,入射到样品上. 样品的测角头也由马达驱动, 精度为 0.1″.

同步辐射X光形貌术已经为材料科学提供了一种强有力的工具. 目前各国的同步辐射实验室,大多设有X射线形貌站.

2. 广延X射线吸收精细结构

当X射线通过厚度为 x 的物质后,强度由 I_0 衰减为

$$I = I_0 e^{-\mu x},$$

其中 μ 为物质的线吸收系数. 实验上测量 I_0 及 I, 可以得到

$$\mu x = \ln I_0/I.$$

当入射X射线能量改变时, μ 值随能量增加而变小,

$$\mu = A\lambda^3 + B\lambda^4,$$

λ 为X射线波长, A、B 为常数. 在元素的 K_-, L_-, M_- 等内层电子被激发到外层而引起的吸收限处, μ 发生突变. 1S电子被激发

谱学技术的关系(1979年 Dulce)

固、液态相变中有序无序	凝聚态中的局部有序(集团)	固体缺陷	核物理	化学	分子生物学	细胞生物学	地质学
			✓		✓		✓
			✓		✓		✓
✓	✓	✓		✓	✓	✓	✓
				✓	✓		✓
				✓			✓
				✓			
	✓	✓		✓	✓	✓	✓
✓	✓	✓	✓		✓		✓
				✓			
✓				✓	✓		✓
✓	✓	✓		✓	✓		✓
✓		✓		✓	✓		✓
		✓					✓
		✓			✓		
						✓	✓
		✓			✓	✓	✓

形成K吸收限,$2S$,$2P_{1/2}$,$2P_{3/2}$电子被激发分别形成L_{I}, L_{II}, L_{III}吸收限等。实验发现,在吸收限高能一侧,吸收系数并不是单调的变化,而有振荡现象,这表明吸收体内部有精细结构。比吸收限高的0—30eV区间,称为近吸收限结构 (X-*Ray Absorption Near Edge Structure*) 简称 XANES, 其实验难度较大, 但可得到丰富的信息。在30—1000eV 区间则称为广延(或扩展)X射线吸收精细结构 (*Extended X-Ray Absorption Fine Structure*),简称为 EXAFS 见图 12.70。 五十多年前即有人在实验上观察到这种现象, 1970年以后, Stern, Sayers, Lytle 等人从理论和实验上进行了一系列的研究工作。 根据凝聚态物质内部的短程有序(SRO) 理论,提出光电子波矢量位置的傅里叶变换, 对应于原子近邻配位壳层的观点,成功地由 EXAFS 谱的变换,求得近邻原子配位结构的信息(可以了解原子间距和其它结构信息)。

表 12.23 同步辐射谱的实验应用

光子能量（eV）		生物	化学	技术	物理
0.1	红外线				
1	可见光				固体物理
				光学	吸收和荧光
10	紫外线		催化过程	谱学	表面物理
				全息照像	反射
100	真空紫外		光化学和电子谱化学分析		光发射
				X射线波带片	物质和半导体的电子结构
1000	软X射线	分子生物学		X射线显微术	原子和分子物理
		显微照像术	辐射损伤	X射线或光刻	气体吸收
10,000	γ射线			心血管造影	光电离
			痕量分析		光电子谱学
		生物化学			
100,000	硬γ射线	射线照像术			天体物理
					X射线光学
		复杂分子结构			X射线晶体学
		生物分子			X射线衍射
					形貌学
					X射线荧光
					拉曼散射
					康普顿散射

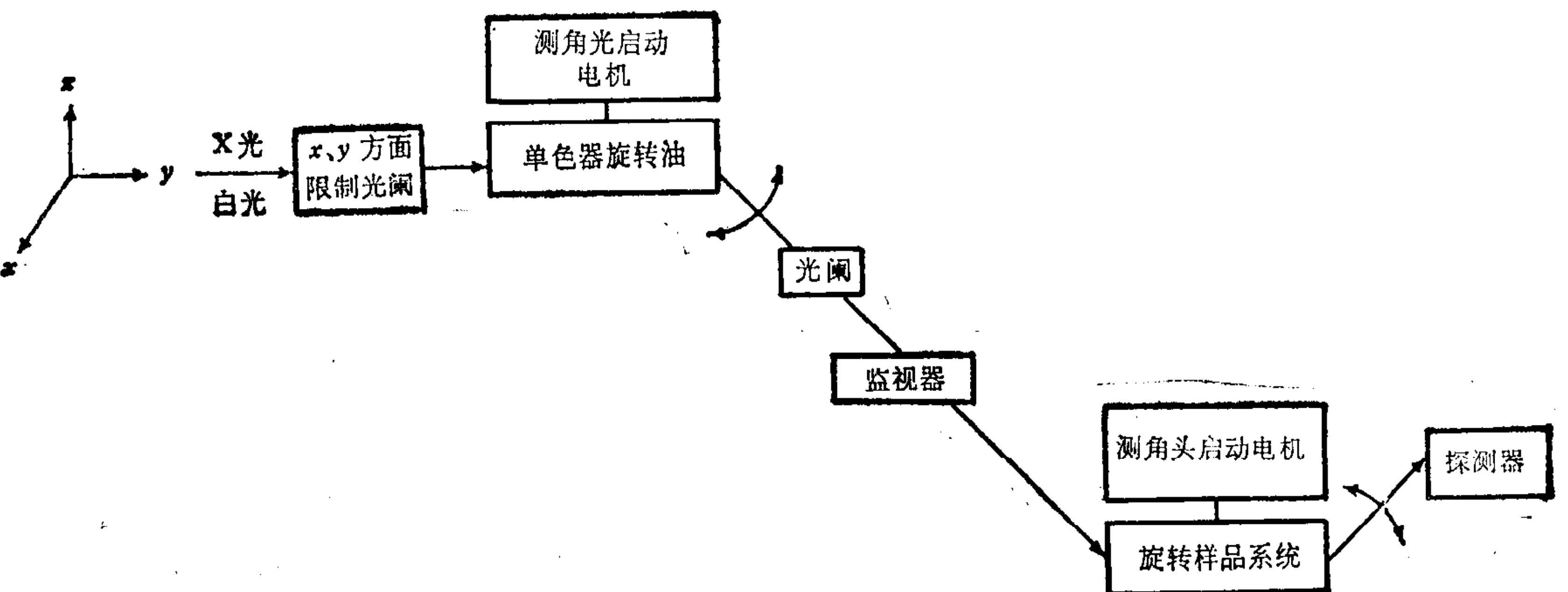


图12.69 法国 LURE-DCI 单色X射线形貌设备方块图

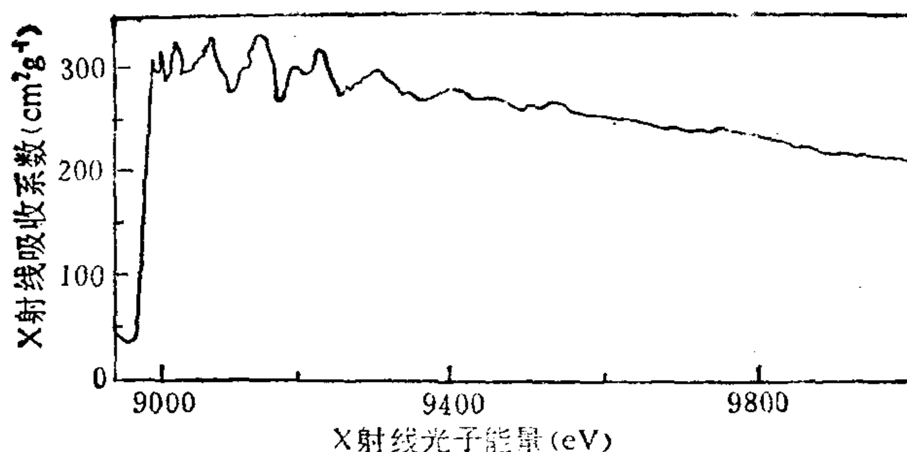


图 12.70 金属Cu的X射线吸收系数与X射线光子能量的关系(K吸收)

EXAFS 方法的主要特点是: (i) 由于 EXAFS 是一近邻原子的作用,与所研究物质中的原子是否周期性排列无关.因此既可以研究晶态物质,又可以研究非晶态物质,包括液态和非单原子气体. (ii)各种元素的吸收限能量位置不同,可通过调节入射X射线能量,研究不同元素原子近邻结构. 同时由于不同近邻原子散射幅度不同,原则上也可区分近邻原子的种类. 用不同的EXAFS探测方法,几乎可以分析周期表中的所有元素. 利用同步辐射强X射线源和荧光法 EXAFS 技术,可以测定样品中含量很少的原子(包括杂质原子)的近邻结构. 在有些情况下,能对原子百万分之几含量的元素进行分析,使实验推广应用到稀溶液样品. 利用同步辐射的高偏振度X射线源,可以对各向异性样品中的原子键角进行测量.

利用同步辐射X射线进行EXAFS工作,作一条曲线只需要几分钟时间(用普通光源可能要 2—3 周),而且样品制备和实验手续均较简单.

现代理论认为 EXAFS 产生的原因是: 当受原子核束缚的内层电子被激发而吸收X射线光子时,由电子的初态和终态决定吸收光子能量. 初态决定于近核的内层电子初能级,对应于吸收曲线的吸收限,而终态为由吸收原子激发出来的光电子波. 这种光电子波向外传播(图 12.71) 时,如果样品不是单原子气体,它将受

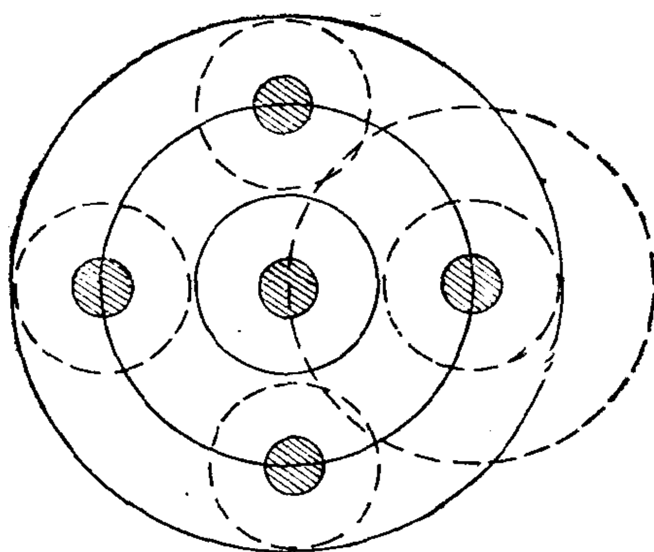


图 12.71　出射光电子波与近邻原子散射波相干的示意图

到吸收原子周围的近邻原子作用，产生背散射波．这种向内传播的背散射波（图12.71中的虚线同心圆）与向外传播的光电子波（图12.71中的实线同心圆）迭加，发生相长或相消性干涉，形成电子的终态．如果样品是一种单原子气体，则终态就是向外的球面波，不会发生 EXAFS．当受激原子周围的环境（包括原子间距和种类）不变时，改变入射光电子的能量，即改变光电子波长，因而出射与入射电子波的位相差改变，干涉情况不同，吸收曲线发生振荡，即为 EXAFS．同一X射线波长下，不同结构样品（原子间距及种类不同）的 EXAFS 谱不同，根据 EXAFS 谱可以分析物质的结构．

实验上测量 EXAFS 的方法通常用吸收法（或称透射法），根据

$$x(\lambda) = \frac{\mu(\lambda) - \mu_0(\lambda)}{\mu_0(\lambda)}$$

直接测定吸收限高能一侧吸收系数 μ 随波长 λ 的变化．一般这种吸收系数的振荡相对于吸收限高度只有百分之几，因此要求有尽量稳定的X射线源，以得到较高的信噪比，并且要避免各种虚假信号的干扰，这就要比较严格地选择实验条件．

EXAFS 对于能量分辨率要求并不太高，一般要求 ΔE 在 5—

10eV 范围. XANES 则要求高分辨率,$\Delta E \sim 1\text{eV}$. 光强与分辨率近似有反比关系,需要根据具体情况决定两者的配合.

图12.72中给出一台同步辐射吸收法 EXAFS 装置的示意图. 单色器及前置曲面反射镜置于氦室中, 以减少同步辐射光源的水平发射度. 使用双晶单色器比使用沟漕切割(*Channel cut*) 单色器的好处是,调节第二块晶体的布拉格角,使其相对第一块晶体有微小变化,这样可以避免单色器产生高次衍射干扰所测量的 EXAFS 数据,另一方面可以调节反射镜的掠射角, 使高能部分没有反射. 在吸收样品前安装"部分(～20%)吸收探测器",则样品吸收前后

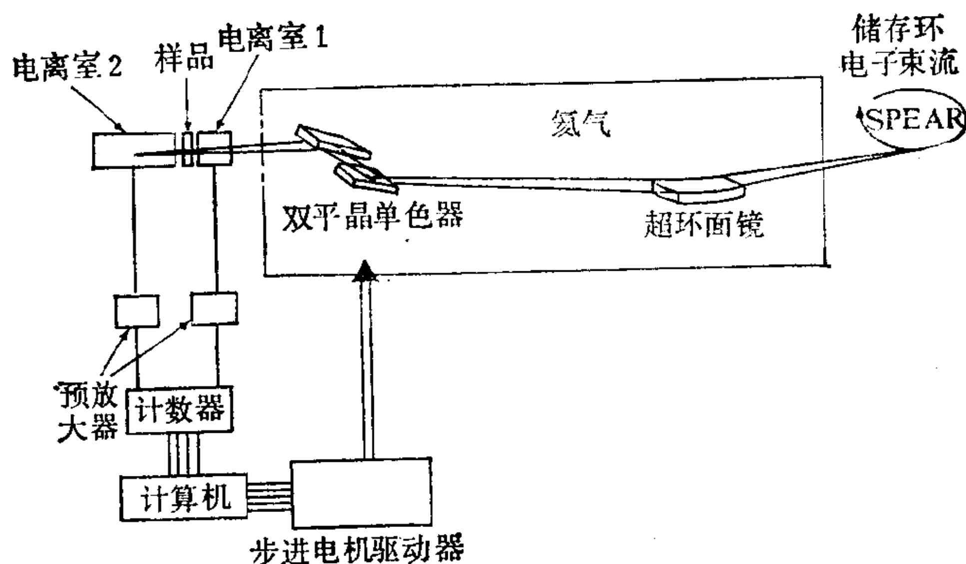


图 12.72 同步辐射 EXAFS 实验装置示意图

强度分别为:

$$I'_0 = I_0 e^{-(\mu x)_d} \text{ 和 } I = I_0 e^{-(\mu x)_d} e^{-\mu_T x}$$

其中 μ_T 为样品总吸收系数、x 为样品厚度, $(\mu x)_d$ 为探测器吸收长度.

另外还有一些间接测量样品吸收系数与 X 射线光子能量关系的 EXAFS 方法, 例如测量样品吸收 X 射线光子后产生荧光的荧光 EXAFS 方法.

荧光法 EXAFS 可以测量吸收原子中 $2P_{1/2}$ 态电子向 $1S$ 态跃迁产生 K_{α_1} 荧光的发射几率,因为它与吸收系数成正比,因此探测荧光强度的变化就直接反映了吸收系数的变化. 由于吸收截面与

原子序数 z 的四次方成正比，荧光效率 ε 与 z 的关系近似为$\varepsilon\propto z$，因此荧光法适用于分析样品中含量很少（10^{-7}以下）、而且 z 相对较大的元素，例如研究金属蛋白质中金属原子的近邻结构等问题是很有意义的。对于一些不便于制成透射样品的研究对象，也可用荧光法。

原子吸收 X 射线光子后发出俄歇电子的几率，也与吸收系数成正比，因此可以通过探测俄歇电子得到 EXAFS 信号。由于电子逃逸深度一般为几十个 Å，因而可以用这种方法测量物质表面结构，称之为 SEXAFS。进行 SEXAFS 实验要求 I_0 很强，普通 X 射线源是难以达到的。

透射法只能采用电离探测器，荧光法要求探测器具有尽可能大的探测面积，以得到较强的荧光计数率，对能量分辨率则要求不高(～15%)。俄歇电子法需要探测电子。

用 EXAFS 方法研究催化剂、固氮酶等已经取得了有意义的结果，目前这种方法在晶态、非晶态，固体、液体、生化体系，非单原子气体等问题上，也作出了不少有意义的工作。

3. X 射线小角散射和衍射

X 射线小角散射和衍射是研究材料结构和性能的一种重要手段，可以揭示微观结构与宏观性能间的关系，从而指导人们提高现有材料的性能，发展新型材料。

X 射线小角散射(SAXS)是用来研究材料中胶体粒子大小(几十～几百 Å)的结构特征的，与粒子的大小相比，X 射线的波长很短(Å的量级)，因而散射仅在较小角度(布拉格角$2\theta = 20'' \sim 2^\circ$)才能观测到。X 射线的弹性散射包括相干性和非相干性散射两部分，非相干性散射随散射角增大而增加，小角度时的 X 射线散射主要是相干性散射。所谓“相干”就是要考虑体系中不同散射单元之间的相位差，散射光强依赖体系中各散射单元的相对位置，因而通过散射光强分布情况，能够研究散射体内部结构的形状和大小等情况。

小角散射光强往往很弱，利用转靶 X 光机进行小角散射实验，

曝光时间可能需要几天。而在同步辐射光源下，曝光时间只需几分钟，因而同步光源出现后，SAXS 技术得到迅速发展。同步光亮度高，准直性好，可以使用小孔型准直系统，大大地提高了小角散射的测量精度。加上近年来新发展的一维和二维位置灵敏探测器，可以快速得到不同角度下散射光强分布的全貌。因而可以研究样品在温度、压力、磁场等外界条件改变时，引起的内部结构动态变化过程，这对研究易坏的生物样品更为重要。近年来利用同步光小角散射研究生物蛋白核酸等结构问题也相当活跃，因为它的实验时间极短，生命组织在实验过程中尚未破坏，因而可以得到宝贵信息。

小角衍射是指晶胞特大的结晶物质（包括很多生物大分子物质）的衍射，根据布拉格定律 $2d\sin\theta=\lambda$，当 d（晶面间距）达到 25 Å 以上时，衍射角 2θ 将达到 3°32′ 或更低，其实验设备和小角散射相同，见图 12.73。

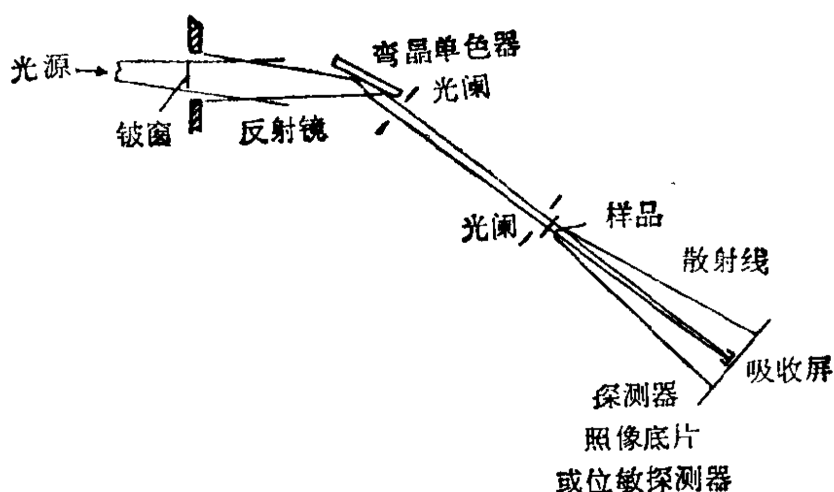


图 12.73 小角散射实验布置示意图

测量小角散射探测器可以用 (i) 照像底片，(ii) 闪烁计数器，(iii) 固体探测器，(iv) 一维和二维位敏探测器，(v) 光电转换器件。由于同步辐射发射度小，探测器距样品可以很远，探测器的空间分辨率可以稍低（1—2mm），因此多丝正比室是可以利用的。

小角度散射和衍射的应用范围很广，除了小角衍射特别适用于晶胞特大的结晶物质如某些蛋白质、纤维及其它生物大分子样品外，小角度散射还可适用于各类稀散分布的固体，如分散在与散射体电子密度相差较大的介质中的固体颗粒，合金中的脱溶沉淀，非晶态物质弛豫及晶化过程中形成的短程有序畴及微晶，以及各种稀溶液等.

图 12.74 给出的一组时间分辨小角散射曲线是利用同步辐射的强光源和积分式位置灵敏正比室测得青蛙肌肉收缩过程的动态情况. 实验在约 300ms 中取得数据，其峰值计数约 6×10^3 计数/s.

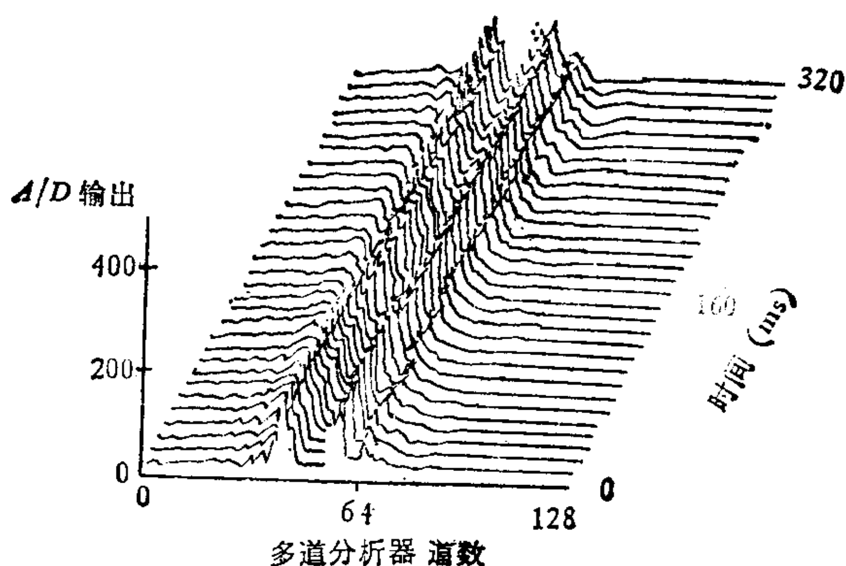


图 12.74 时间分辨小角散射谱

4. 时间分辨测量技术

由于电子储存环产生的同步辐射光一般具有很好的亚毫微秒脉冲时间结构，而且光强大，亮度高，波谱连续，因而和某些电子学探测系统结合起来，可以测量时间分辨发射或吸收光谱，激发态荧光寿命和其它毫微秒量级的动态过程. 它是研究快速化学动力学，生物物理微观反应过程和凝聚态相变等问题的重要手段.

美国 SPEAR 加速器提供的同步光脉冲半宽度为 400ps，在特殊要求下可调到 50ps. 脉冲周期在单束团工作时为 781.2ns，在

加速腔中充满 279 个束团时为 2.8ns. 利用这种亚毫微秒光脉冲，SSRL 进行了一系列时间分辨类型的实验. 图 12.75 给出一个典型的时间分辨实验设备方框图. 来自 SPEAR 储存环的同步光经激发单色仪（EMC）分光后，照射真空室中的样品，样品发出的次级光谱，经分析单色器（AMC）分析后，由光电倍增器（PM）记录，通过快定时甄别器提供时间-辐度转换器（TAC）的起始脉冲. 加速器的时钟信号提供 TAC 的停止脉冲. 这种设备的时间分辨通常决定于光电倍增管的响应时间，可以作到亚毫微秒量级. 时间分析的动态范围在 ns 到 μs 量级. 利用这种设备可以研究分时激发光谱（TREX），分时发射光谱（TREM），时间分辨荧光谱（TRF）和单态——三重态跃迁等过程.

近年来时间分辨技术扩展到单光子领域，这种方法不要求增加光强以改善分辨时间，而是在单个光子条件下，进行实验测量工作. 例如，在使用脉冲光源激发荧光样品时，调节入射光及荧光强度，使对应于样品的每次荧光发射，探测系统最多只记录到一个荧光光子，实际上对大部分的激发，记录系统并没有记录到任何光子，只有很少一部分激发事件中，记录到了一个荧光光子.这种作法损失了计数率，增加了鉴别事件和本底的困难，但却给出了难以得到的信息. 例如，在使用类似图 12.75 的设备测量荧光发射随时间的衰减曲线时，如果光子探测器输出脉冲不是单光子事件，而是在一个事件中，在 ns 时间间隔内紧紧跟随的两个以上光子连续地打中探测器，根据一般电子学系统（恒比定时甄别器 CFD 和 TAC 等）的性能，实际上只能记录到第一个光子的到达时间，那样累积的衰减曲线，就不再是真正的荧光衰减曲线，由此所得出的寿命，短于样品荧光寿命的实际值.根据泊松分布可以算出，如果将荧光强度衰减到使探测到的荧光计数率仅为激发光频率的5%以下时，则所探测到的荧光事件中，单光子事件约占 97.4% 以上，其余 2.6% 以下的事件包含双光子或更多光子事件，这样测得的荧光衰减曲线受到的畸变较小. 图 12.76 给出用单光子方法测出的 C_6H_{12} 荧光衰减曲线. 有很多种数据处理方法[31,32]，可以根据所得的实验曲

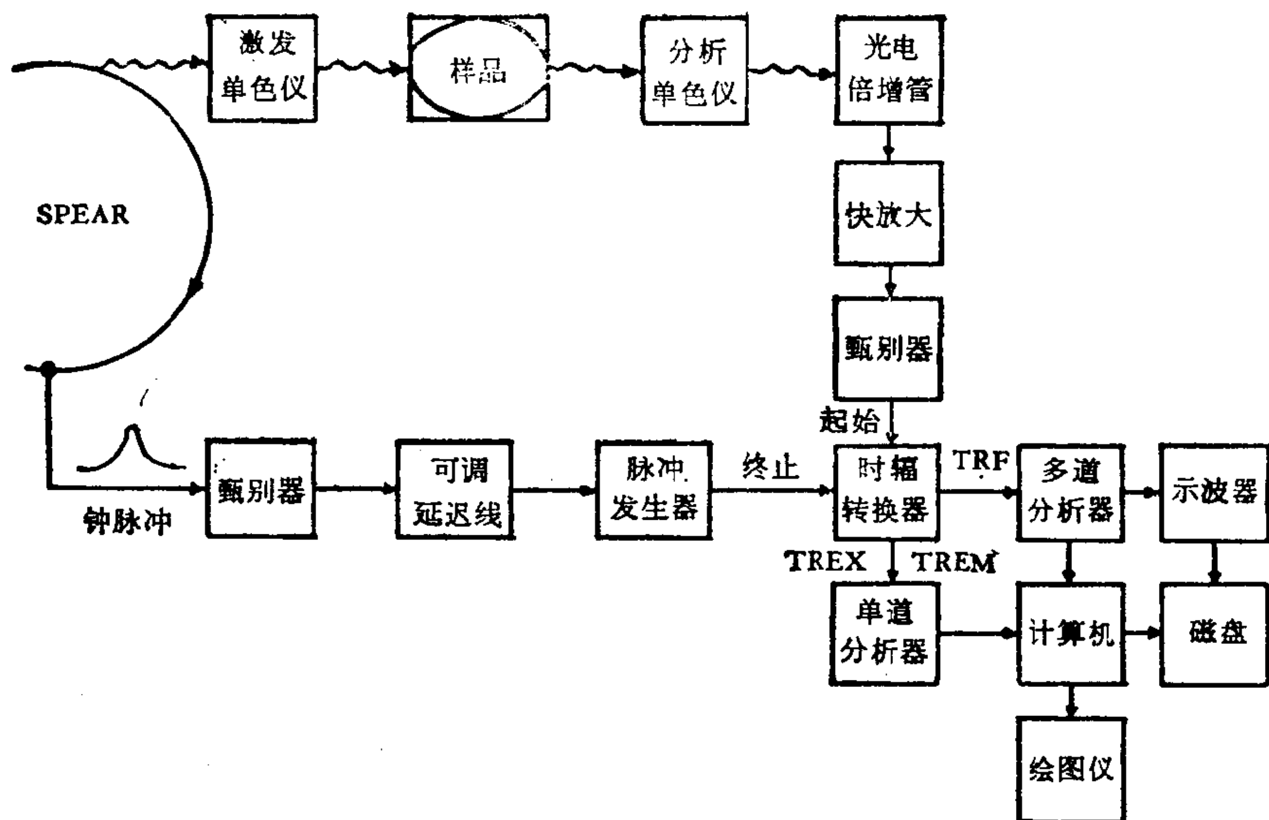


图 12.75 SSRL 的一台时间分辨谱仪方块图

线来分析光脉冲宽度、仪器本身的响应函数、以及多光子计数等因素的影响,算出真实的荧光寿命值.

利用单光子计数法还能够测量毫微秒光脉冲波形，和储存环内发射同步光的电子束团长度. 为了提高仪器的分辨时间，选用适当的快速光电倍增器，可以使单光子时间谱仪的分辨时间作到 500ps 左右[27].利用静态交义场光电倍增器，或微通道板代替倍增联极的光电倍增器,可以得到更好的时间响应结果.

图 12.77 给出一台主要由国产器件研制成的单光子时间分辨在线谱仪[31]的方块图. 利用国产GDB49Q光电倍增器和NIM 插件等制成的这台时间谱仪的分辨时间,在多光子条件为 (FWHM)～60ps; 在单光子条件下为 (FWHM) ～ 1ns. 以氙灯光脉冲代替同步辐射的条件下，我们利用这台单光子谱仪测量了血卟啉、荧光黄等生物、化学样品的荧光寿命. 根据实验所测荧光衰减曲线 $I(t)$ 和氙灯光脉冲波形 $L(t)$，采用矩方法[32]处理数据,可以得到

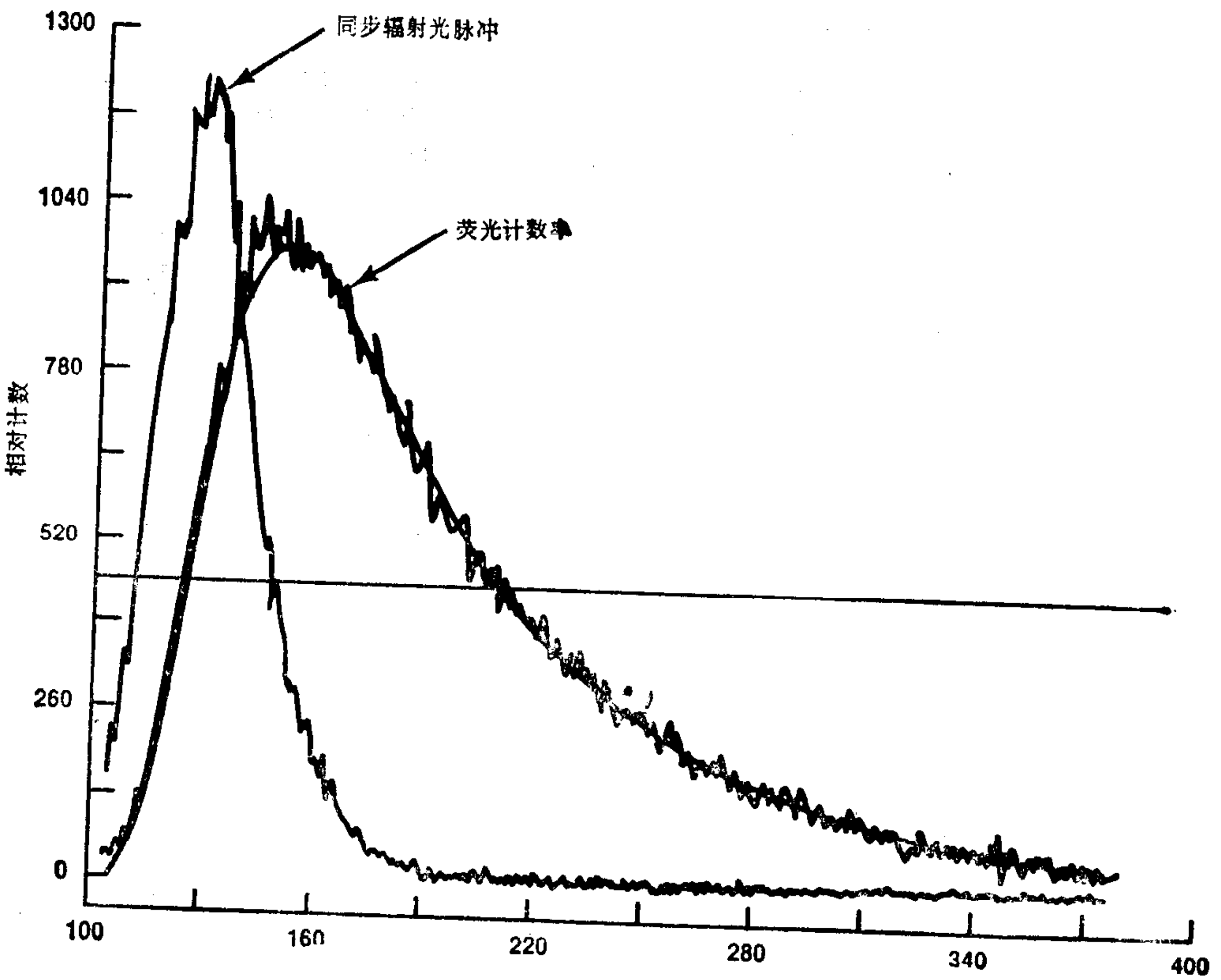


图 12.76　荧光衰减曲线,激发光波长 174nm,荧光波长 230nm

曲线 $G(t)$ 和所测样品毫微秒级荧光寿命的测量结果[31,53].

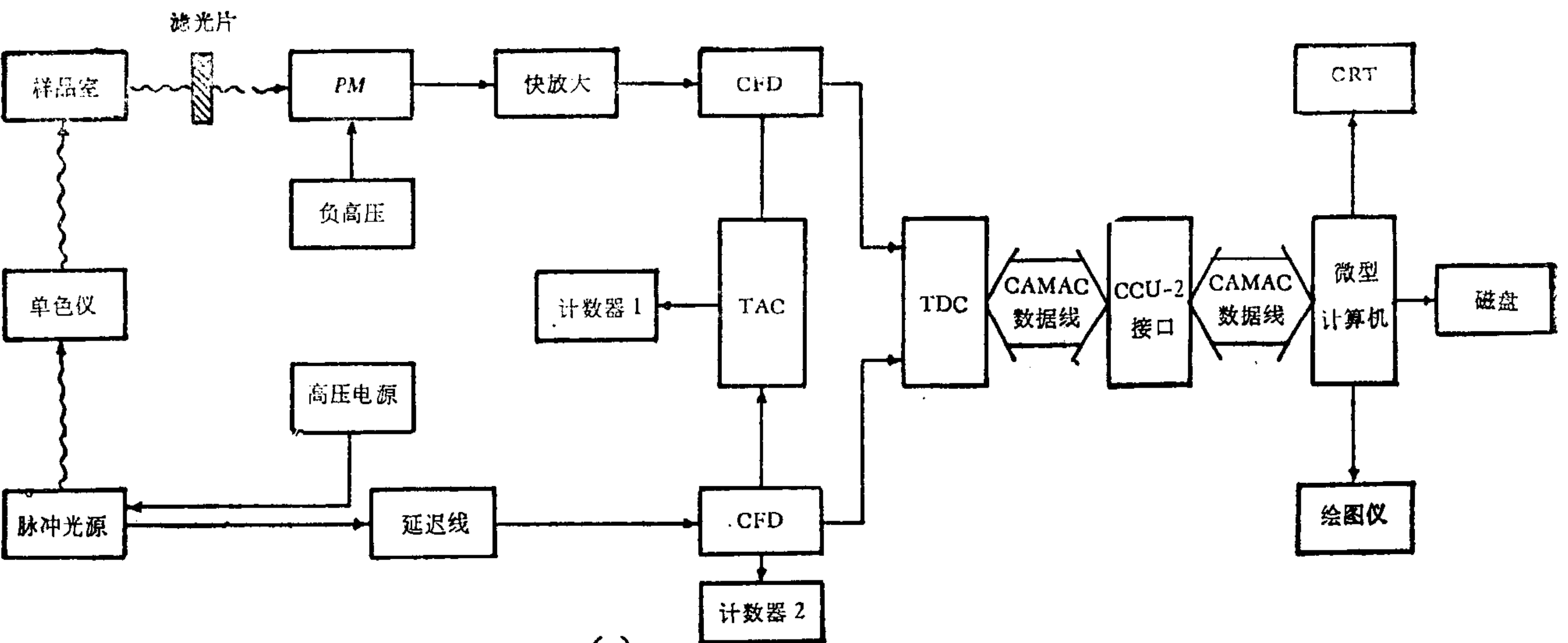
5. X射线荧光分析

X射线荧光分析（XRF）是用X光激发被测样品后，测定某特征荧光辐射以分析样品中存在的元素成份. 用X射线比用电子或质子激发的荧光截面大，而且没有轫致辐射引起的本底. 同步辐射光源可以提供较宽能量范围的连续辐射进行激发，以保持它的高强度、高亮度特点，还可使用单色仪选择一定的波长，利用X射线荧光截面的吸收限共振结构，对某种特定元素进行选择性激发. 用单色光进行多元素同时分析时，能够得到最好的信噪比. 利用同步辐射X光荧光分析，可以进行环境科学和微量元素分析等工作.

用连续辐射进行激发时，信噪比和灵敏度均较低，但设备简单，对多元素分析其荧光光子产生率较高，分析时间可以缩短，所以仍不失其使用价值. 图 12.78 是 HASYLAB 一个 XRF 装置，其狭缝、吸收片、样品架、监测器和束流收集器等都装置在一块平板上，可用激光进行予准直. 所有这些部件都处于常压氦气中，样品放在二维可移动样品架上，可以遥控调整位置和扫描. 两个光强监测器和一个束流高度监测器都采用电离室. 用 Si(Li) 作为探测器，在狭缝宽度为 0.05—3mm 时，探测器工作于最佳计数率，这时可达到分析的最佳精确度. 吸收片只允许较高能量的辐射通过，通常选用高纯铅作吸收片，能改善大部分元素的探测灵敏度.

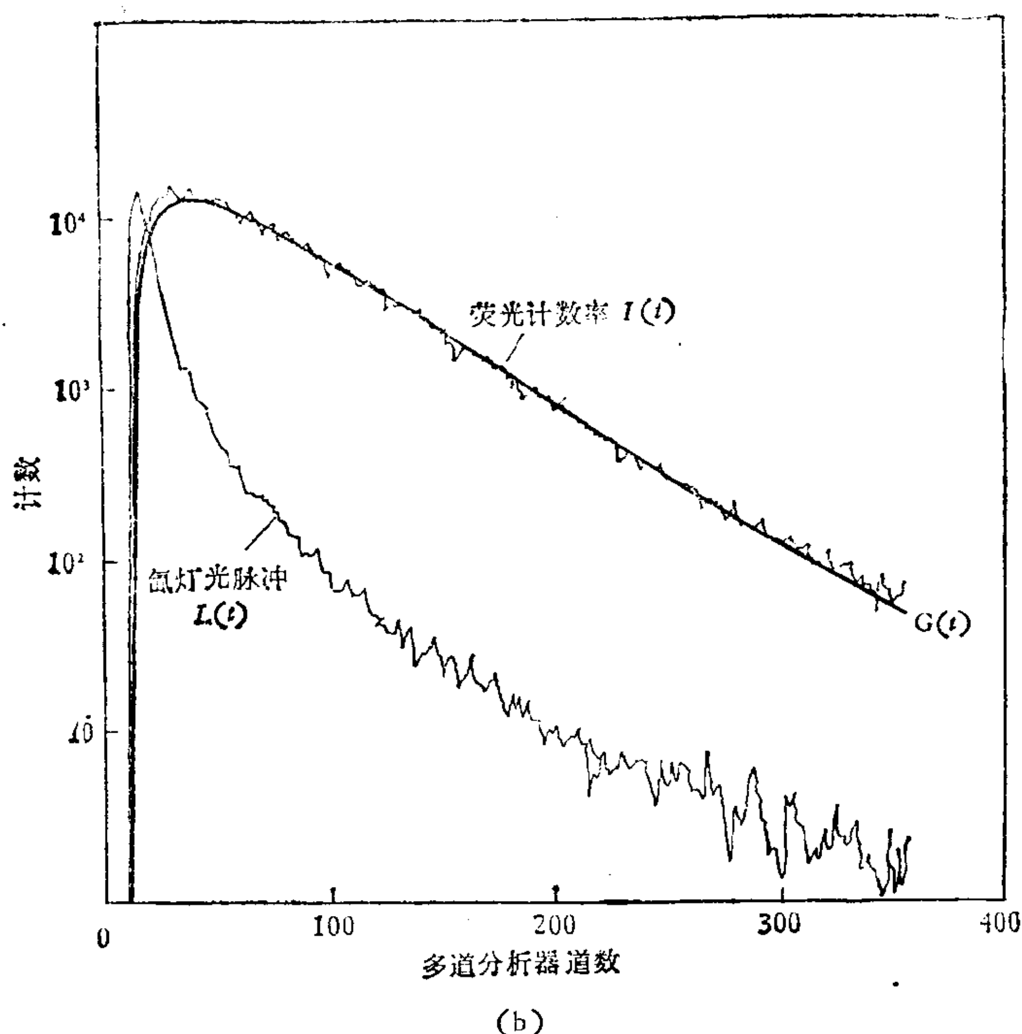
用单色光的 XRF 方法，可以对某些特定元素作痕量分析. 由于X荧光的产生截面具有共振结构，在吸收限上下截面相差很多，因此可以用单色仪选调X射线能量，在待测元素的某一吸收限上下各测量一次，两次测量中待测元素的X荧光强度相差很多，而其它元素的X荧光强度相差不大，可以作为本底扣除. 以同步光作为激发源，用这种方法测定地质样品，最小含量探测限有时可达每克中 2×10^{-9}g.

图 12.79 为 Grangue 等人建议分析深海岩石样品稀有金属铂的实验装置。用掠入射聚焦镜对X射线聚焦，再使聚焦后的X射



(a)

图 12.77 (a) 单光子时间分辨在线谱仪框图



(b)

图12.77 (b) 利用单光子时间分辨在线谱仪测量荧光寿命得到的实验曲线

线通过一热解石墨宽频段单色仪，得到能量 13keV 左右，频带宽度为 350eV 的单色X射线.

6. 同步辐射X射线微探针

由于X射线在产生光电效应前的散射几率很小，因此在聚焦X射线束的几何尺寸很小时，可作为X射线微探针使用. 通过一定弯曲形状的镜面和晶体的组合，可以作到约 1μm 直径的X射线束，这种X射线微探针的空间分辨率可以和电子、质子微探针相比拟.

图 12.80 是采用弯晶体作单色仪和聚焦元件的单晶X射线微探针装置. 水平发射角 (θ) 为 2mrad 的同步光，被一弯曲(曲率半径为 10m) 石墨单色仪(离同步辐射源 17m) 所聚焦，在离单色仪 1m 处样品接收到聚焦的单色 (37 keV) X射线，具有 80μm 的空间

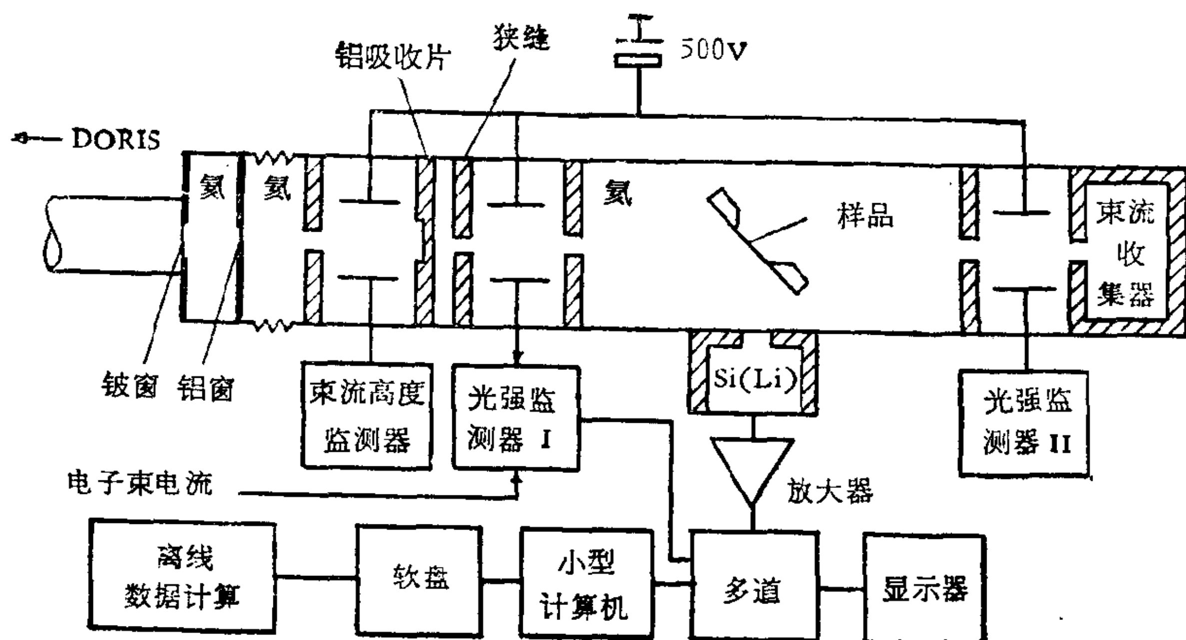


图 12.78 HASYLAB 同步辐射 XRF 实验安排示意图

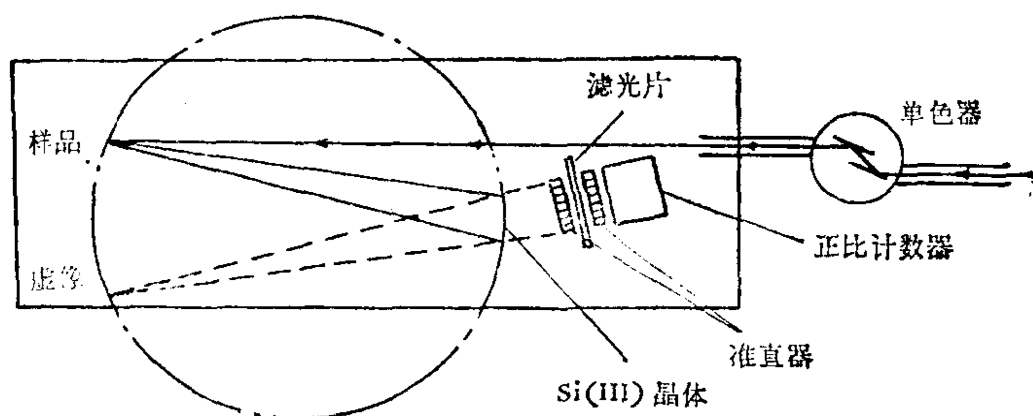


图 12.79 同步辐射单色光荧光分析系统简图

分辨率．这样装置可以检测到5×10^9镉原子．

Kirkpatsick-Baeg 提出了另一种X射线微探针系统（简称 KB 系统），如图 12.81 所示． KB 系统是聚焦连续X射线谱的双曲面反射镜系统．图 12.81(a) 中使用两个准圆柱镜面，一个聚焦垂直方向，另一聚焦水平方向．这类光学元件便于加工，易于获得足够的精度和表面光洁度．在 KB 系统X射线微探针光束图 12.81(b) 中，焦距 M_1 为 0.2m，象差为 3μm 的 KB 镜，在水平面以 100:1

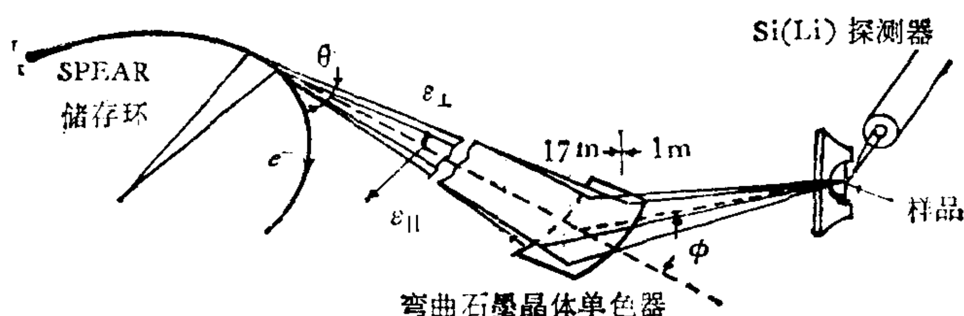


图 12.80 弯曲X射线微探针装置

聚焦,并单色化。焦距 M_2 为 0.1m的反射镜面,在垂直方向聚焦.

采用晶体衍射的聚焦系统比镜面反射聚焦系统能获得更强的X射线束. Sparks 计算了一种聚焦单色X射线的双曲面 Ge(111) 晶体系统,如果工作在 NSLS2.5GeV, 500mA, 光源尺寸为 0.25×0.8mm (FWHM) 的条件下, 样品可得到 10^9 光子/s · μm^2 的光通量。这类X射线微探针的建成,将能进行更多工作.

7. 软X射线显微镜 (SXM)

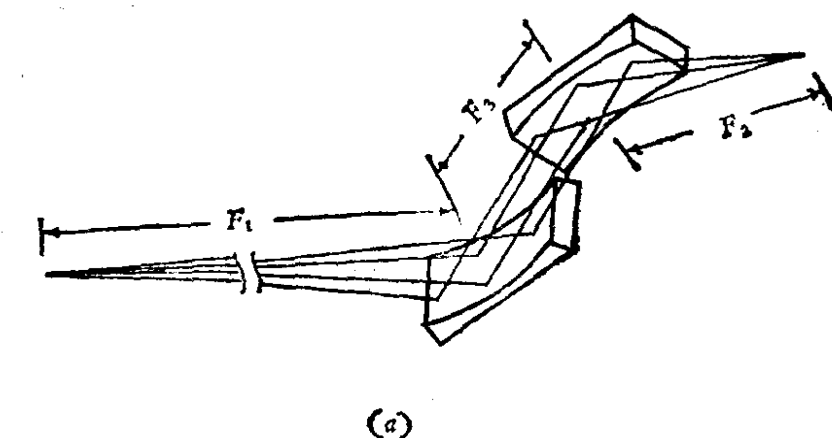
用普通光学显微镜观察生物样品——组织或细胞, 往往需要染色或作脱水处理. 用电子显微镜进行观察, 样品厚度要求在 0.01—1μm, 往往需要切片,都不便于在自然状态下进行观察.

软X射线显微镜 (SXM) 观察生物样品时, 利用了同步辐射高强度和波长可调等特点. 根据生物样品所含元素特有吸收限选择适用波长,增强或减弱某些物质的吸收系数以获得反差,得到样品的影象.

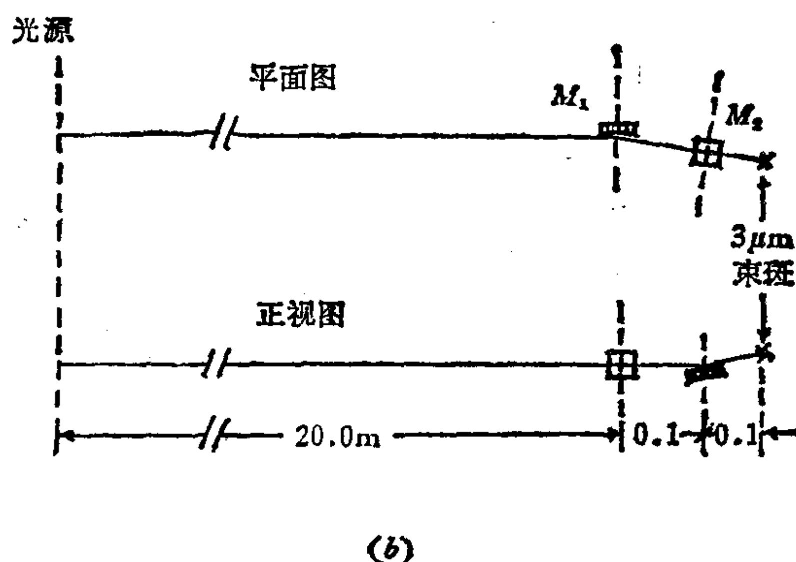
生物样品中含量较多的元素是 C, O, N, 对应的 K 吸收限分别为

C:43.5 Å, N:31.1 Å, O:23.5 Å

表 12.22 中列举了若干重要的生物物质对光的吸收系数. 从这个表中明显看出, 当波长大于氧的吸收限 (23.5 Å) 时,水的吸收系数显著下降. 不同物质的 C, N 含量不同,在 C, N 吸收限上下,吸收系数有差异. 利用这些特点,适当选择波长就可以在不染色,不脱水,甚至在溶液中直接观察,并采用适当的方法,记录样品



(a)



(b)

图 12.81　KB 镜面聚焦X射线微探针　(a) KB 镜面聚焦系统，(b) KB 系统光束线

影象.

12.3.2　同步辐射应用举例

近十多年来，在国际上近 30 台同步辐射研究装置上，广泛地开展了各种学科、技术领域的同步辐射应用研究工作，其发展速度之快，涉及范围之广，获得成果之多，在科学技术发展史上是罕见的，这里只能举几个例子略作介绍.

1. 同步辐射在光生物学方面的应用

光生物学研究光与生命系统的相互作用，特别是光照射后生物系统化学结构及其引起生物功能的改变，对于医学(例如肿瘤的发现和治疗)、农业(例如光合作用，作物的突变和改良品种) 和环

表 12.24　生物上重要的物质对X光的线性吸收系数

λ(nm)	水	糖类	蛋白质	脂类	核酸	空气
0.13	0.0006	0.0007	0.0006	0.0003	0.0014	0.0005
0.2	0.002	0.003	0.002	0.001	0.005	0.002
0.4	0.018	0.022	0.017	0.008	0.037	0.015
0.8	0.126	0.158	0.113	0.065	0.169	0.108
1.4	0.560	0.719	0.524	0.310	0.768	0.492
2.3	1.93	2.54	1.88	1.13	2.71	1.74
O的吸收限						
2.4	0.112	1.02	1.38	1.00	1.36	1.46
2.7	0.151	1.36	1.84	1.35	1.82	1.95
3.0	0.198	1.77	2.38	1.74	2.34	2.50
N的吸收限						
3.1	0.215	1.92	1.90	1.89	1.74	0.172
3.7	0.336	2.92	2.88	2.87	2.63	0.270
4.2	0.458	3.91	3.85	3.84	3.50	0.369
C的吸收限						
4.4	0.521	0.624	0.522	0.245	1.19	0.415
5.2	0.782	0.941	0.769	0.372	1.69	0.622
7.4	1.84	2.20	1.67	0.872	3.26	1.45
9.0	2.89	3.45	2.38	1.36	4.76	2.28

空气的单位取 mm^{-1}，余取单位 μm^{-1}

境生态的保护(例如河流湖泊和海洋中水生生物的生态平衡)都有着重要意义．组成生物系统的主要物质是核酸、蛋白质(包括酶)、水、脂、糖和某些微量金属元素．图12.82给出组成一个生命系统的重要分子吸收光的能区．

生物光谱学是指观察从生物样品内穿过或在生物样品上散射、反射的光子，以及观察生物样品的结构(从分子、分子聚集体直到细胞的结构)、组成、能量传递和分子间相互作用等重要信息．图12.83所示为血红蛋白的近似吸收光谱，从近红外一直延伸到X射

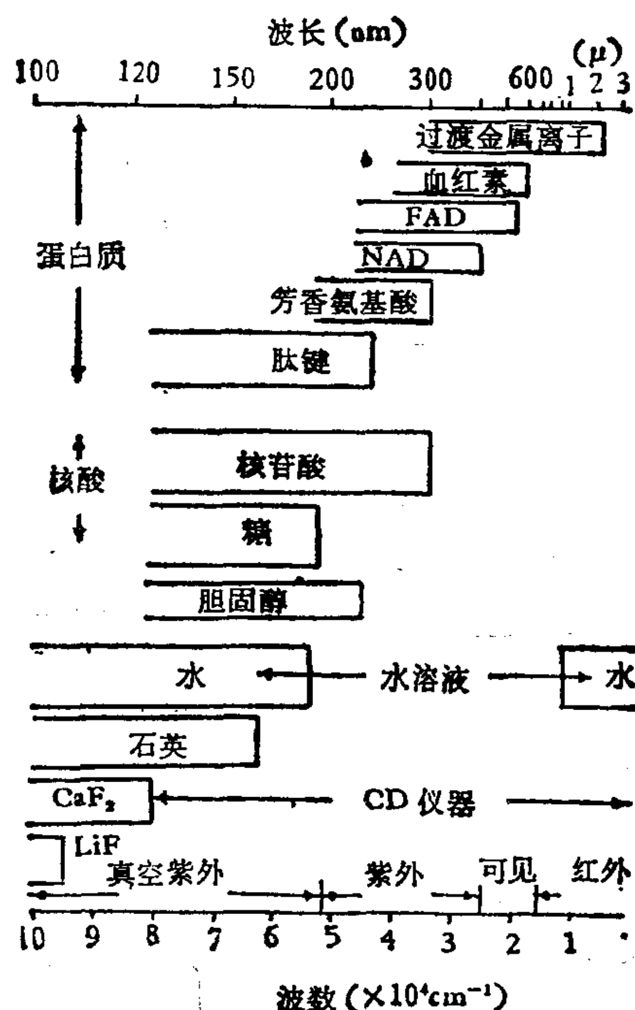


图 12.82 各种生物分子和水的吸收能区

线波段.

分子中发色团的结构不对称性，或其环境的不对称性所引起的分子对左旋圆偏振光和右旋圆偏振光在吸收上的差别，称圆二色谱(CD)，通常用$\Delta A_{CD}(\lambda) = A_L(\lambda) - A_R(\lambda)$表示. 式中 $A_L(\lambda)$ 和$A_R(\lambda)$ 分别是生物样品对左旋和右旋圆偏振光的吸收率，其差$\Delta A_{CD}(\lambda)$ 即为圆二色谱. 如果把生物样品放在一个磁场强度为H的外磁场中，磁场的存在可以引起附加的左右圆偏振光在吸收上的差别为

$$\Delta A = A_L(\lambda) - A_R(\lambda) = \Delta A_{CD}(\lambda) + H\Delta A_{MCD}(\lambda),$$

其中 $\Delta A_{MCD}(\lambda)$ 叫作样品的磁圆二色谱. 磁圆二色谱可以用来探测普通光谱学无法分辨的分子多重跃迁. 可以区分具有不同对

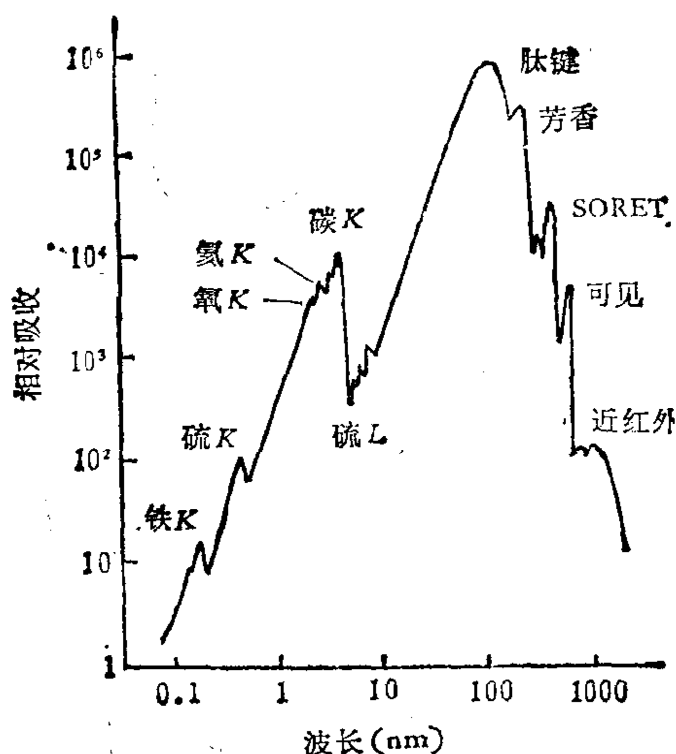


图 12.83 血红蛋白近似吸收谱

称结构的分子，还可以用于测定某些分子激发态的角动量，对研究生物分子结构与功能很有用. 图 12.84 中给出 CD 和 MCD 谱的测量装置示意图. 同步辐射的应用，使圆二色谱的测量范围，从通常的 200nm 短波下限，降低到 160mm. 这对研究 DNA 的构象变化有重要意义. 同步辐射偏振性和高强度特点，便于测量由左和右旋圆偏振光激发引起样品发射荧光的强度差，以确定样品的 CD 和 MCD.

利用同步辐射的时间结构可以测量时间分辨荧光光谱，研究荧光衰变动力学和时间分辨的发射谱，从而研究生物大分子的激发态、激发能的传递和复合体（如 *excimer* 和 *exciplex*）的形成，研究诸如酶、多肽和核酸等生物大分子的构象和构象改变动力学. 利用同步辐射时间结构开展时间分辨的荧光光谱学，正在成为同步辐射在生物物理研究上的最重要的应用之一. 用时间分辨荧光光谱学的方法，可以研究细胞膜. **Yguer abide** 测量了与红细胞膜结合的 ANS（*Aniline-Nephthalene Sulphonate* 的各种衍生物）的荧

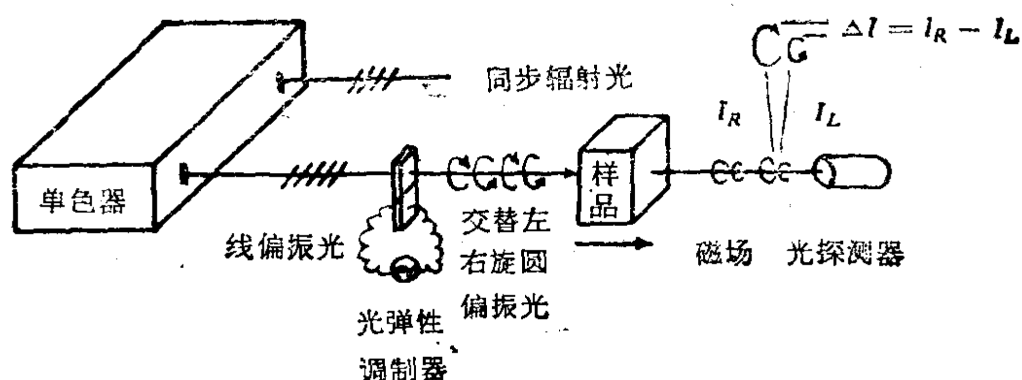


图 12.84　圆二色谱（CD）和磁圆二色谱（MCD）谱仪示意图

光衰变,发现它有两个指数成分. 与膜脂结合的 ANS 的荧光衰变寿命是 4.2ns, 而与膜上蛋白质(脱辅基肌红蛋白)结合的那部分 ANS 的荧光衰变寿命是 15.6ns. 测量与微粒体膜结合的 ANS 时间分辨荧光发射谱,就可以明显分辨出两个发射谱（见图 12.85). 与膜脂结合的 ANS 的发射谱峰值在 490nm,与蛋白质结合的 ANS 的发射谱峰值在 480nm. 除了用荧光探针研究各种生物大分子和细胞组份中的不同部位和成分外，时间分辨荧光光谱学还可以用于生物化学的许多方面.近年来在利用同步辐射在氨基酸和 DNA 等荧光寿命方面进行了一系列工作，证明了 DNA 的荧光态中包含着一种激发子（*excimer*).

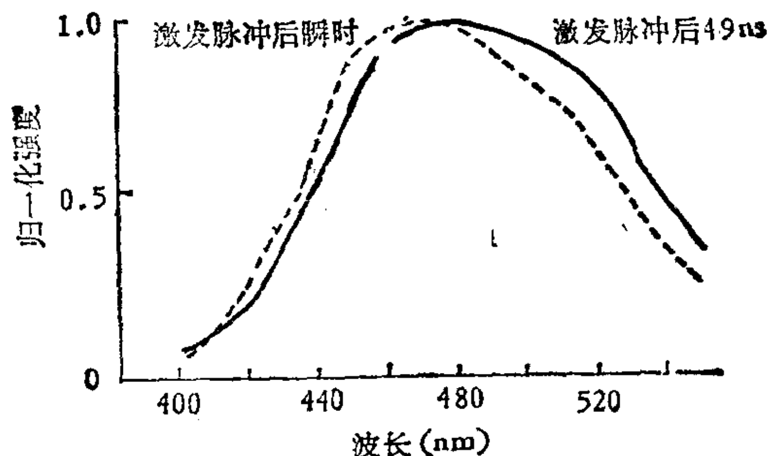


图 12.85　与微粒体膜结合的 ANS 时间分辨荧光发射谱

此外国际上在利用同步辐射研究真空紫外和软X射线的生物效应引起的细胞损伤和突变，以及辐射与生物分子相互作用的本质等方面也进行了很多工作，可以认为辐射对细胞的损伤部位主要在细胞膜上。

对生物效应作用光谱的研究，可以提供关于某些生物效应分子机制的信息。例如图12.86所示灭菌效率曲线与 DNA 的吸收光谱几乎完全吻合，证明DNA 是靶分子，它的损伤是细菌致死的原因。目前利用某些光敏剂进行光照射疗法在治疗癌症、皮肤病和某些先天性遗传疾病(如新生儿黄疸病)方面有着巨大潜力，这些都表明同步辐射在生物学和医学方面有着广泛的应用前景。

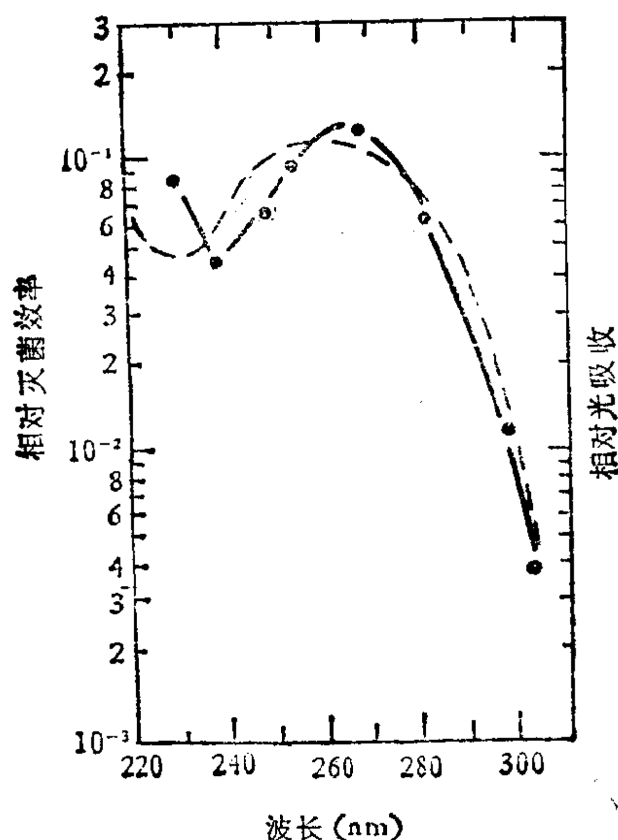


图 12.86　相对灭菌效率曲线．实线为大肠杆菌的作用光谱，虚线为 DNA 的相对光吸收谱

2. 同步辐射与表面物理

表面物理是近二十年发展起来的一门新兴学科，它从微观上认识表面原子排列及电子结构对各种材料，半导体器件，表面反应

(包括催化机剂,腐蚀过程等)的影响,表面物理学常研究的一些基础性问题有：表面的原子结构和相变,表面电子态,表面成分和扩散,表面的吸附和脱附动力学及各种元激发,各种界面现象等.这些问题与真空科学、电子学、生物学、电子工业,材料科学以及能源科学等有着密切联系.七十年代初同步辐射即被用来研究表面物理问题,在紫外和软X射线波段进行了大量的光电子能谱研究工作.

光子辐射到固体表面时，其能量可使固体表面原子中的电子从其蕊能级或价带激发到自由状态,或发射到表面以外,成为光电子.测量光电子能谱可以获得有关表面原子和电子运动状态的信息.紫外光子能量小，所激发的光电子只能来自于固体的价带和表面态.X射线光子可以激发原子的蕊态电子.图12.87(a)是光电子能谱的基本物理过程在固体能带图中的表示.

光电子能谱的表面灵敏度取决于光电子的动能.因为电子在固体中运动时，要受到原子核的散射，只有那些在发射出表面前没有遭到散射而损失能量的光电子,才能反映固体中原子的信息.电子在固体中不受散射而自由运动的平均距离称为平均自由程(λ).能谱仪所探测到的光电子信号主要来自于离表面距离约为3λ的一层,只有λ很小时,表面的信息才会占较大比重.λ与光电子的动能E有关,图12.8(b)给出GaAs中的电子的平均自由程λ和电子动能E之间的关系.当E为40eV时,λ最小,不到两层原子.

同步辐射可以选择光子能量，使被测能级所产生的光电子具有最小的逃逸深度,因而获得很高的表面灵敏度,而且还能够进行利用一般常规光源不可能进行的光电子能谱实验，如恒定初态谱(CIS)，恒定终态谱(CFS)，部分产额谱(PYS)和光电子衍射谱(PED)等，用以研究各种表面和固-固界面的原子结构和固体能带和表面电子态等.

3.同步辐射与光刻

集成电路、计量光栅和磁泡等大容量信息存贮片等的制备,都需要光刻技术,典型的光刻过程包括曝光、显影和刻蚀等工艺.百

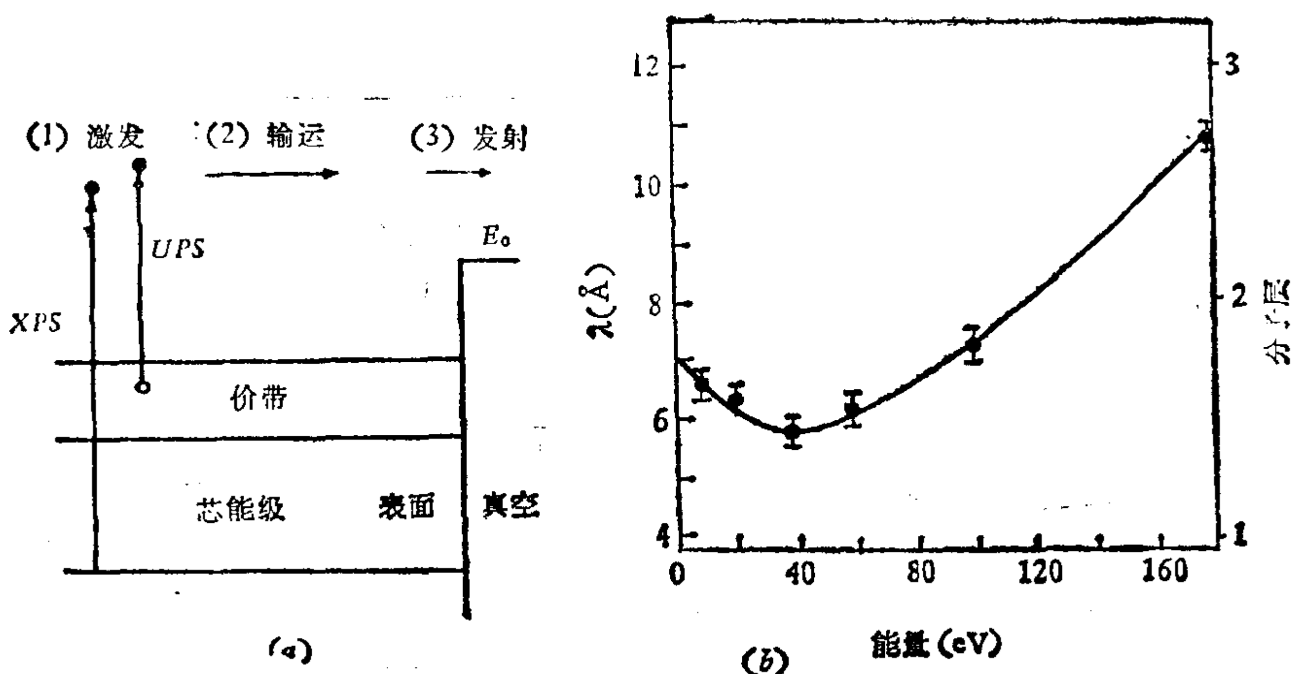


图 12.87 (a) 在固体能带图中表示光电子能谱物理过程，(b) GaAs 中电子的平均自由程 λ 和电子能谱 E 之间的关系

万个元件组成的超大规模集成电路(VLSI),需要亚微米光刻技术，过去使用紫外线（$\lambda\sim4000$ Å）进行光刻，集成度的提高受到限制,每块蕊片上的器件总数，不能超过几十万个。1972 年利用常规 X 光机的 X 射线(10～50 Å),成功地进行了亚微米光刻,但由于光源弱、速度慢,不能用于生产. 图 12.88 是一台利用电子束轰击金属靶产生 X 射线进行光刻工作的设备原理图.

在没有很强的 X 射线源的条件下,当前主要使用点聚焦（$\phi<1\mu m$）电子束进行光刻曝光，但电子束对一片 $\phi=100$mm 的硅片曝光时间需要约 20 分钟，因此这种方法只能用以制造掩模板，还不能直接用于硅片的光刻生产.

1976 年开始使用同步辐射的 X 光源进行光刻工作，曝光时间减少了 3—5 个量级,只要几秒钟即可完成一次光刻照片. 由于光源准直性好,半阴影问题可以忽略,线宽可达 $0.1\mu m$ 以下，使集成度提高 3—4 个量级. X 射线光刻用的掩模寿命长,可重复使用几千次,这些因素都可以大大降低超大规模集成电路的造价.但由于超大规模集成电路结构复杂,需要上百道工艺程序，包括约 10 次

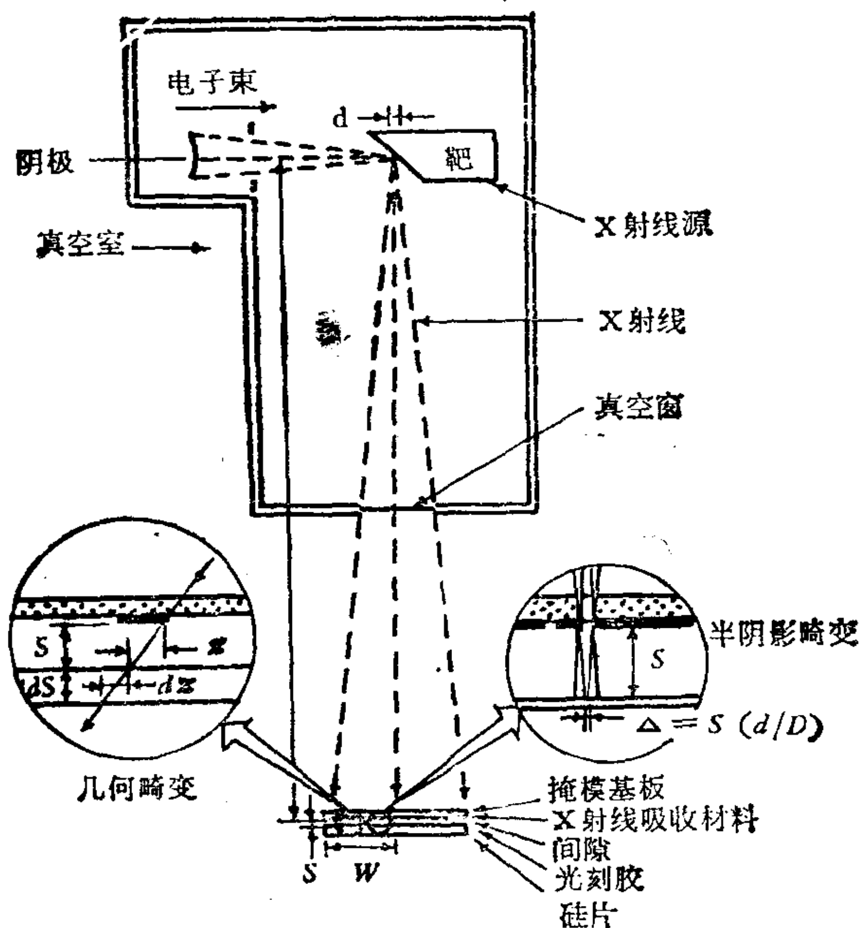


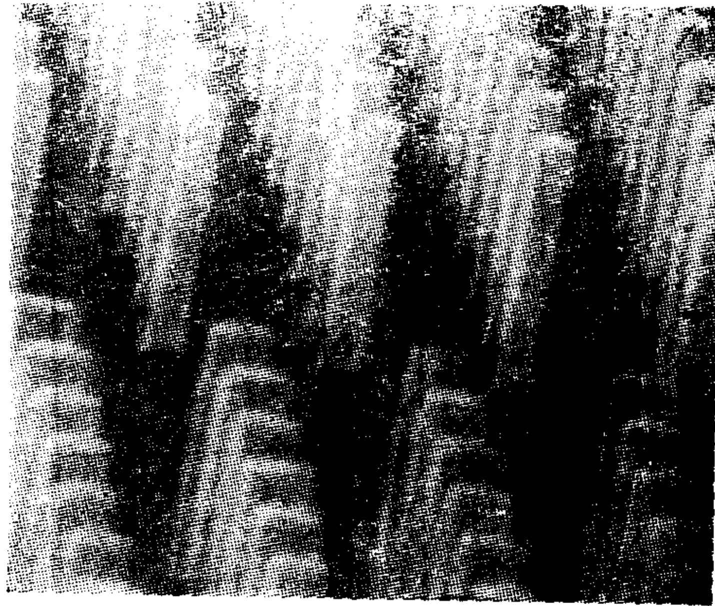
图 12.88　利用电子束打靶产生X射线进行光刻的设备原理图

套刻，目前急需解决亚微米级高精度套刻自动对准和散热等生产技术问题.同步辐射光刻技术问题的解决，将为超大规模集成电路的发展开创新的途径，目前仍在研究解决这些技术问题，但已经有人在设计建造利用超导磁体的小型电子储存环产生软X射线，专用于生产集成电路的光刻工艺. 图 12.89 中给出美国 BNL 实验室 NSLS 同步光源上完成的、光刻线条窄到 0.25μm、而且其纵宽比很高的复制版照片.

4. 同步辐射血管造影

医学中影象诊断技术对于运动器官(如心脏等)取样速度较低时，将导致图象模糊. CT 扫描速度目前最快为 1.5s，还不能很好地解决这一问题，而同步辐射血管造影术有可能克服这一困难.

通常的心血管造影术十分复杂、费时、并有约千分之二的死亡



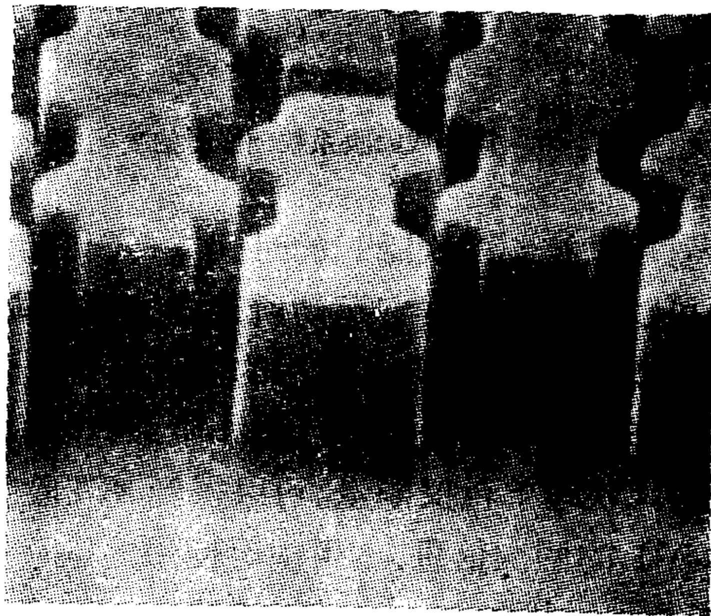


图 12.89 NSLS 制成的亚微米高纵宽比复制版照片

率．同步辐射造影术是将含碘的造影剂注入动物静脉中，利用同步辐射给出的单色光，在碘的K吸收限（33.16keV）上下（图12.90），进行两次X射线快速拍照．由于这两种不同能量光子的显著吸收差，在作减影处理扣除X射线被机体其它部分吸收的背景后，可以显示一幅只带造影剂的清晰的血管图象．由于同步辐射

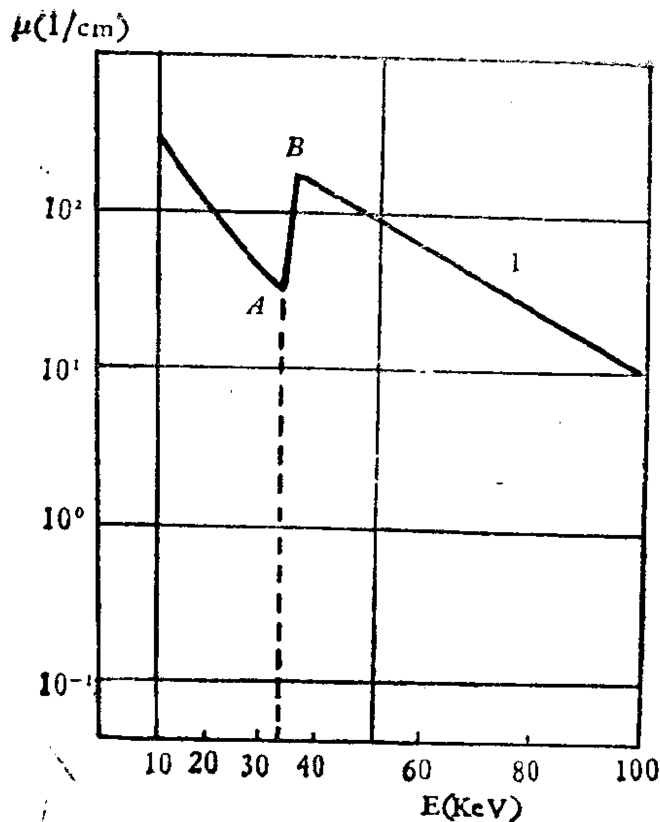


图 12.90 碘的线吸收系数随能量的变化曲线

光的强度很高,可以控制两次曝光的时间差,使其远小于器官的运动周期,从而可以克服由于器官运动所造成的图象模糊问题.

图 12.91 中给出美国 SSRL 使用的同步辐射血管造影设备.由扭摆磁铁引出的同步光,经过单色器和限束缝隙后透过机体,为探测器所接收. 快速单色仪能量,可以得到 K 吸收限上、下(33.2 keV 和 33.4keV)的两次信息. 但由于使用的是一维半导体阵列探测器,只能测到线状影象,还需要使被测物体同时作垂直方向的匀速运动,才能得到一幅两维图像,再输送到计算机中作减影处理,经数模转换后显示. SSRL 使用的是 256通道的一维Si(Li)探测器,每个通道的水平宽度和中心间距分别为0.4mm和 0.5mm,被测物体垂直运动速度为 4cm/s,完成一幅心血管造影两维图象的总取样时间约为 4s. 1982 年 SSRL 已经用这种方法得到清晰的牛心脏血管造影图象. 这种技术如果能够在人的心脏、血管或其他器官造影上临床使用,将会对改善人类健康产生重大影响.联

邦德国 HASYLAB、苏联新西伯利亚核物理研究所和日本 KEK 都在进行这种研究工作.

5. 同步辐射作为辐射计量标准

由于天文物理、固体物理、等离子体物理、光化学、光生物学等领域研究工作的开展，近年来迫切需要建立从紫外到软X射线光谱范围的辐射计量标准. 黑体辐射器在最高温度（～3000K）下也只能提供很少的紫外辐射，不能作为这种计量标准. 近二十年来利用一种充以微量气体的热等离子体发射的短波共振线作为计量标准，其强度可用普朗克公式计算。等离子体的温度可用测量线宽和跃迁几率等方法确定，其相对误差在 0.2%—1.0%，光谱范围为 90nm—350nm，但这还不是理想的计量标准.

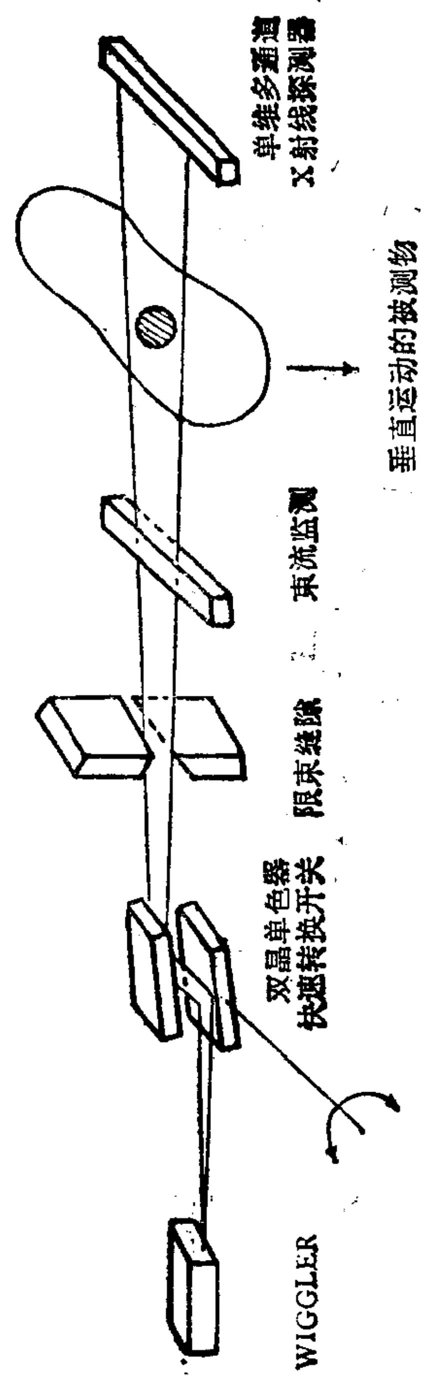


图12.91 SSRL 血管造影术设备方块图

用同步辐射作为辐射标准是 1965 年由 H. E. Hinteregger 提出来的. 1949 年左右 Schwinger 等用经典电动力学方法已经仔细地计算了同步辐射的强度、角分布和偏振等特性参数，理论结果和实验测量很好地符合，因此可以作为连续辐射的相对能量分布的标准、精确地测定同步加速器电流等参量，可以使用同步辐射成为从远红外、可见光到真空紫外，甚至到软X射线范围理想的标准辐射源.

为了建立辐射计量标准，使测量辐射功率准确到一定程度，需要对电子储存环各种参数(如流强、电子能量、电子轨道半径弯曲磁铁中的磁场强度、光束截面等)的不准确度提出相应要求. 一般选用 $\lambda_c = 2\text{nm}$ 的同步辐射作计量标准，另外在进行计量标准实验工作时，对实验室的恒温和防震特性也有一定要求.

§12.4 粒子物理学的其它应用

粒子物理学除了在同步辐射应用领域作出了丰硕成果外，在其它很多方面也有很多应用成果和广阔的应用可能性.

12.4.1 几种束流

高能加速器可以提供质子、中子，电子、介子、超子、γ 光子等多种束流，满足实验和应用工作的需要.

1. 带电粒子束线

加速器的质子或电子束流引出后，可以进行各种实验或应用工作. 利用高能加速器引出的初级粒子束，打击各种核靶，可以产生大量次级粒子，包括质子、中子、π、K 介子、电子、各种超子以及它们的反粒子. 一些强子衰变后产生 μ 子、各种中微子和光子，经过准直和动量分析，可以形成不同能量和成分的次级粒子束. 表 12.25 给出美国斯坦福电子直线加速器中心，22GeV 电子直线加速器提供的部分粒子束流. 高能质子加速器通过强相互作用产生次级粒子，能够提供更多种类和能量的强流粒子束.

2. 脉冲散裂中子源

利用 1GeV 左右的质子束，打击铅、钨、铀等重金属靶，可以得到大量的快中子，经过慢化后，可得热中子、超热中子. 因为质子束是脉冲式的，所以产生的中子束也是脉冲式的，这种装置称为脉冲散裂中子源，为多方面应用研究工作所需要[56]. 脉冲中子源和飞行时间法结合起来，可以测量中子能谱，作成可变能量中子源. 世界上已经建立了多台强流质子加速器，作散裂中子源用(表

表 12.25　SLAC 22GeV 电子直线加速器提供的部分束流线

粒子	能量(GeV)	能量分辨率	流强(粒子/s)	截面尺寸	纯度	重复频率(pps)	产生靶	备注
$e^{\pm}$	1—16		10^4		~100%	180	Be	射频分离
e^{+}	1—12	~1%		~mm	100%	360		
γ	5—20		3×10^9 (16GeV 电子产生)	~mm	100%	360		
K^0			$150K_L^0$/脉冲	$1'\times3'$.		360		
μ^-	1—17	4%	~100	可变	$\pi/\mu=6\times10^{-5}$	10	Ta, Cu	
$\pi^{\pm}$	1—16	5%	10^3(8GeV)	$1.2\times4.0\text{cm}^2$	$\mu^{\pm}/\pi^{\pm}\sim0.1$	180	Be	射频分离
$K^{\pm}$	1—15	2%		ϕ0.4cm	$\pi^{\pm}$, p 含量很少	180	Be	射频分离
p	1—17	4%	60(7GeV)		$p/\pi\sim80$	180	Be	
$\bar{p}$	1—17	4%	10(7GeV)		$\bar{p}/\pi\sim14$	180	Be	

表 12.26　国际上几台强流脉冲中子源

国家	名称	能量 (GeV)	质子束脉宽(μs)	频率 (Hz)	靶	快中子流强 (中子/s)
美	ZING-p	0.5	0.1	20	W	2.4×10^{14}
	LAMPF	0.8	3.3	120	U	2×10^{15}
	IPNS	0.8	0.2	60	U	9×10^{16}
英	SNS	0.8	0.2	53	W	4×10^{16}
日	KENS	0.5	0.05	15	^{238}U	3×10^{14}

12.26)．由于束流方向性强，加速器中子源的安全防护等问题较反应堆中子源易于解决．

3. 光子束流

除了电子同步加速器或储存环可以提供同步辐射外，高能质子、电子加速器都可以提供高能 γ 光子束，以进行光致反应等实验和应用工作，表 12.25 中也列有高能光子束流．

12.4.2　低能粒子应用

利用放射源和低能加速器提供的 β、γ、中子、正电子等，粒子束已经在工农业中有了较广泛的应用．下面介绍几个例子．

1. 中子测井

利用中子和物质相互作用的一些特点，可以进行中子测水，以及勘探石油和煤炭等工作．其方法一般是将中子源沿井管下降到各地层，测量快中子和地层中物质作用后产生的慢化中子或次级 γ 光子，以判断该地层中有关物质的含量．

中子测水法是根据快中子与土壤相互作用的慢化过程主要和土壤中的氢原子核含量有关的原理，测量土壤中的含水量．

中子源发射出来的快中子，能量一般为几百万电子伏．快中子与土壤中各种原子核碰撞时，开始主要通过非弹性散射损失能量，当中子能量降低到不能再使原子核激发后，继续通过弹性散射损

失能量．快中子与氢核碰撞中，每次弹性碰撞，能量平均要损失一半，需要最少的碰撞次数，即可慢化成慢中子．而且快中子与氢核弹性散射截面较大，因此对于快中子慢化起重要作用的是土壤中的氢原子核．

中子源发射出来的许多快中子，在土壤中慢化和扩散，形成了以中子源为中心的慢中子球形分布．称为"慢中子云球"．靠近球心部分慢中子密度大，离球心越远越稀．在土壤中除水分外，若无其它含氢物质时，"慢中子云球"的半径主要由土壤中含水量确定，一般变动于十到几十厘米之间．

用中子水分计探头中的慢中子计数管，测量土壤中某点附近的慢中子计数率，即反映该点附近"慢中子云球"范围内水分分布的加权平均值．在一定源强、效率、几何条件下，测出慢中子计数率与含水量关系的刻度曲线后，可以在相同条件下，测量土壤中的含水量．

中子测水法的优点是：(i) 不需要取土样，也不破坏土壤结构，可以进行连续和重复测量，便于进行定点长期观测．(ii) 测量速度快，灵敏度高，便于进行大面积普查勘探．(iii) 易于实现测量自动化．

中子测水法可以广泛用于农田水利、土木建筑、交通工矿等领域．多年冻土地区约占陆地面积的 26% 和我国领土的 20%．在冻土地区，伴随着土壤中水分的冻结和融化，发生着一系列奇异独特的冻土现象，如冻胀丘、融冻滑塌、热融沉陷等等，往往造成房屋破坏、道路翻浆、管道折断或变形等危害，严重威胁工矿交通的安全．因此冻土地区的勘测开发工作，需要清楚地掌握冻土层中水分随深度、位置的分布和随季节的迁移等变化规律．图 12.92 和 12.93 中分别给出青藏高原唐古拉山多年冻土南界几个测井中，我们用中子法进行长期观测得到的冻土深部和季节冻融地层中水分含量随时间的变化情况，和含水量随地层深度的变化曲线[55]．图 12.93 曲线中的三个含水量峰值，清楚地反映了某一时刻的瞬时融深，多年冻土顶板和底板埋置深度(即多年冻土的上限和下限)等

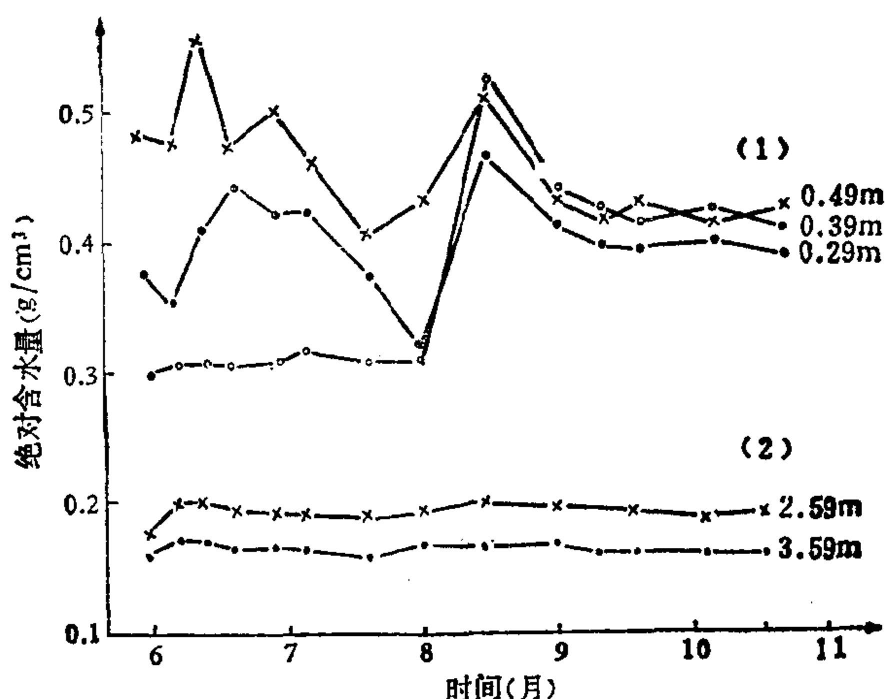


图12.92 青藏高原多年冻土地区，用中子测水法测得不同深度水分含量随时间变化曲线

(1) 冻土上部季节冻融地层 (0.29m, 0.49m, 0.89m) 含水量随时间变化大，
(2) 冻土深部地层 (2.59m, 3.59m) 含水量随时间基本无变化

重要参量的数值，这是其它冻土勘测方法难于得到的.

在石油勘探中，经常使用的中子测井方法很多，这里只介绍中子寿命测井和快中子非弹性散射γ能谱测井的原理[58].

中子寿命测井是当油田地层水的矿化度高 (NaCl 含量高于 50000ppm) 时，由于 Cl 和 H 对热中子俘获截面相差很大，所以油层和水层中热中子寿命有明显差别. 在高矿化度油田套管中，用中子寿命方法可以有效地划分出油层和水层，但在油田水的矿化度较低 (NaCl 含量低于 20000ppm) 时，这种方法无法使用.

快中子非弹性散射γ能谱测井，可以在淡水油田中工作. 它是通过测量快中子与地层中某些元素的原子核发生非弹性散射产生的γ射线能谱，来判断地层中元素成分和含量，为了确定油田地层中的油层、水层和油水含量，分别选取碳和氧作为油和水的指示元素，通过测量 C/O 比值来确定地层中的油水含量. 实验结果得知，含油饱和度与 C/O 比值之间近似成线性关系. 预先在模拟井中测得这一关系曲线，便可由在某待测地层中这一比值，求出该地

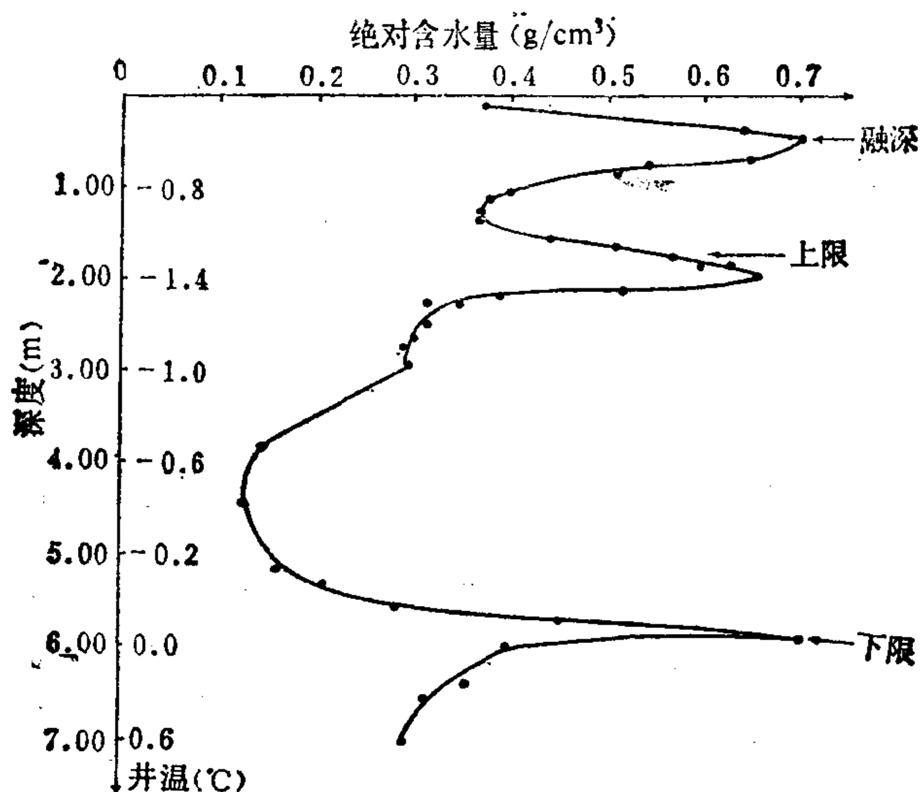


图 12.93 青藏高原多年冻土地区用中子测水法测得水分含量随深度变化曲线及其有关参量

层的含油饱和度.

在煤矿开采中,也能利用类似的中子测井技术,直接探测煤层位置、厚度、灰分以及顶、底板的地质特性,而不必取出岩芯作化学分析,因此提高了勘探速度.

2. 正电子湮灭法研究物质结构

正电子在介质中可直接与介质电子发生湮灭，或与电子形成束缚态电子偶素（*Positronium*）后湮灭．正电子与介质中电子湮灭的几率、湮灭辐射的多普勒加宽能谱、以及湮灭辐射角关联谱等量和电子的密度及状态有关，所以正电子湮灭谱学是研究物质微观结构的工具,可用以研究金属中的电子动量分布、磁性及表面特性,晶体缺陷,辐射损伤和相变等问题，近年来国际上对它的研究相当活跃[63].

高速正电子进入物质后,因与原子或分子碰撞而慢化,慢化后的正电子与介质的负电子湮灭．当正电子与原子的外层电子或自由电子相互作用时,如两者的自旋反平行,将发生双光子湮灭；自

旋平行时则发生三光子湮灭。双光子湮灭几率最大，每个光子能量约为 0.511MeV。三光子湮灭，每个光子的能量，可连续分配在 0 与 0.511MeV 之间，三者共面。

正电子的自由湮灭几率与介质中电子密度有关，介质中电子密度越低，则湮灭寿命就越长，在固体中正电子湮灭寿命约在 1—5×10^{-10}s 之间。

在一些无序结构的材料中，或自由电子密度较低的材料中，正电子容易与一个电子结合形成电子偶素，其能级为氢原子能级的一半：

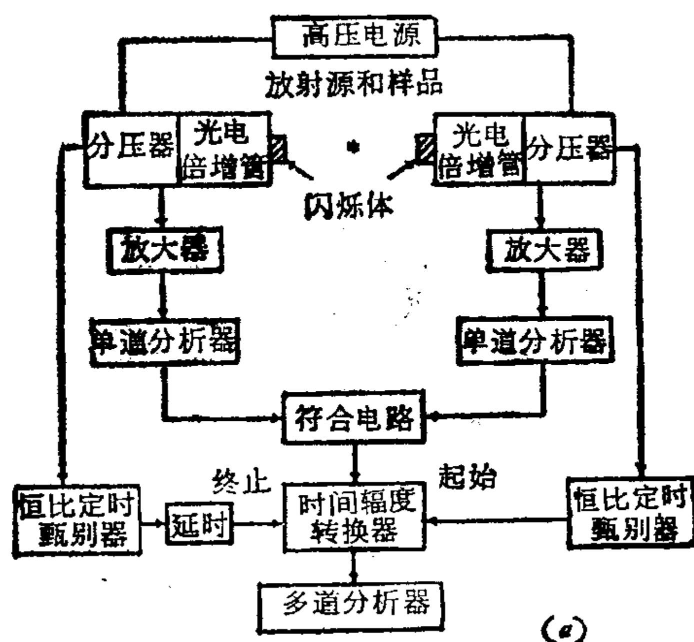
$$E_n = - m_e e^4/4n^2\hbar^2, \tag{12.33}$$

其中 e 为电子电荷，n 为主量子数，电离能为 -6.8eV，玻尔半径为 1.06Å。单态电子偶素进行双光子湮灭，寿命为 1.25×10^{-10}s. 三重态电子偶素以三光子形式湮灭，寿命为 1.4×10^{-7}s. 实验中得到的湮灭光子能谱一般是自由态和束缚态湮灭的混合谱.

正电子湮灭实验中，常使用 ^{22}Na 正电子放射源，其半衰期为 2.6 年，通过发射正电子衰变到 ^{22}Ne 第一激发态，然后 ^{22}Ne 发射出 1.28MeV 的光子跃迁到基态。

利用毫微秒时间谱仪，见图 12.94(a)，将 1.28MeV γ 射线产生的脉冲作为"起始"信号送入时间辐度转换器，而当 0.511MeV 的 γ 射线产生终止脉冲输入时，时间辐度转换器就输出一个高度与这两个脉冲时间间隔成正比的脉冲信号，用多道脉冲辐度分析器记录和分析这一辐度谱，可以得到正电子湮灭的平均寿命值.如果在样品中存在不同寿命的湮灭组分，还可以根据所测得的时间谱，算出不同组分的寿命及其相对强度，见图 12.94(b).

e^+e^- 双光子湮灭中，两个光子的夹角和湮灭前电子的动量有关. 如果湮灭前电子、正电子的动量均为零，那么湮灭后两个光子动量间的夹角精确地等于 180°. 通过测量两个光子间夹角的实际分布，可以得到介质内电子动量分布的信息. 由于介质的结构变化会引起电子动量分布的变化，所以通过角关联的测量，也可以研究物质的微观结构。



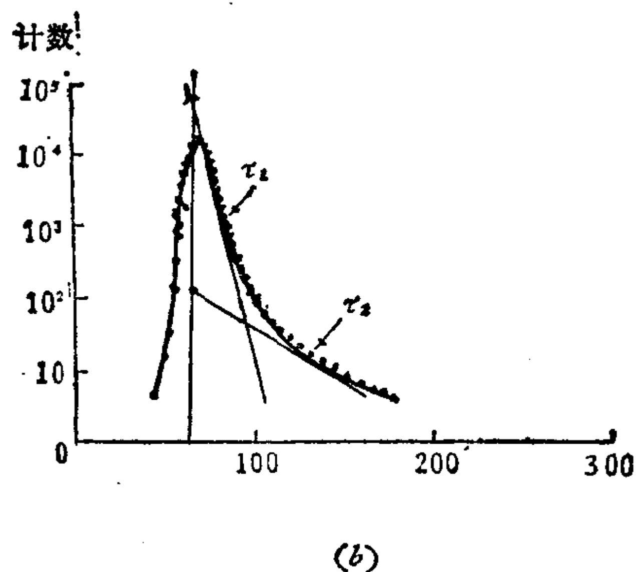


图 12.94 (a) 毫微秒时间谱仪框图 (b) 所测寿命谱

由于正电子对原子尺度的缺陷(如空位、空位团、位错、微空洞等)十分敏感,正电子湮灭测量可以弥补其它测量方法的不足,特别是研究固体中低浓度的原子缺陷较为方便. 正电子湮灭技术可以用来研究金属、离子化合物,共价绝缘体化合物,半导体和高分子化合物,也包括固体单晶、多晶、非晶态,液晶和生物膜等各种形态的凝聚态物质,以及有序、无序、晶态非晶态相变. 近年来由于采用二维角关联装置,更大地提高了这种技术的精度和效率,正电

子湮灭技术在化学、生物学和物理学中都有广阔应用的前景。

3. 活化分析

利用反应堆、加速器及放射性同位素源所产生的热中子、快中子、质子、γ 射线和X射线以及其它带电粒子与靶核碰撞引起激发，散射或核反应等方法，测定物质的成分、结构，杂质分布的信息，甚至获得元素空间分布的形象，称为活化分析。它是一种先进的分析手段，具有很高的灵敏度，可达每克中 10^{-12}g，能同时测定若干种元素，近年来在国内外蓬勃发展，它和很多种科学、技术及国民经济联系甚为密切[57,59]。

活化分析是把待分析的样品，用适当粒子射线照射，引起样品某种或几种稳定核素产生核反应，生成放射性核素，测量所产生放射性的性质和强度，可定性及定量地求得样品组分。按辐照源的不同，可以将它分为热中子活化，快中子活化，带电粒子活化，重离子活化以及光子活化等分析方法。

(i) 热中子活化分析

五十年代中后期，反应堆在许多国家建立（58年我国建成第一座反应堆），利用堆中子辐照，经过放化分离，用 NaI(Tl) 的 γ 谱仪测量，可测定周期表中极大多数元素，灵敏度达百万分之一(ppm)至十亿分之一(ppb)范围。六十年代中期，高分辨率Ge(Li)探测器和计算机的联用，热中子活化分析发展成为高灵敏度、高选择性并可同时无损测定多种元素。热中子活化分析最初主要用于高纯材料中痕量杂质的测定，而现已渗入到各个学科，普及到生物医学、地球化学、环境科学和法学等领域中。

(ii) 快中子活化分析

快中子活化主要将低能质子加速器和锆氚靶产生的14MeV的中子，用于快中子的核反应如：(n, p)，(n, α)，(n, 2n)。其中 (n, p) 和 (n, α) 反应适宜于 $z \leqslant 30$ 的一些元素。用快中子测定金属材料的氧能够快速进行，采用 $^{16}O(n,p)^{16}N$ 核反应，测定短寿命的 ^{16}N 亦是方便的，此技术已在钢铁和铝工业中作为常规分析。快中子活化也用于医学上进行在体活化，测定 Ca, Na, N等元

素，可进行病理研究和临床诊断．近年来，在石油开发中也采用了快中子活化法．由于中子发生器的中子产额不够高，快中子活化主要用于常量和半微量分析．近年来为了研究聚变堆材料的辐照特性和在医学上研究癌症及其治疗的需要，正在从事高强度中子源的研究，建成后用于快中子活化分析时，会大大地提高它的灵敏度．随着中子源强度的提高（5×10^{12}—5×10^{13} 中子/s），快中子活化分析可分析的元素已由原来的十多个增至 78 个，而且，多数已达微量分析 [0.02—10^3ppm]．分析的范围及领域也不断的拓广．

(iii) 带电粒子活化

六十年代，由于高纯材料（主要是半导体材料）分析的要求，使带电粒子活化分析方法获得迅速发展．常用的带电粒子是轻核，如 p, d, ^{3}H, ^{3}He, α 等，它们适用于测定一些轻元素，($3\leqslant z\leqslant9$)，这些元素在很大程度上影响金属和半导体材料的性能．带电粒子活化法广泛地用于测定金属和半导体材料中的 B, O, C, N 等元素，灵敏度可达 ppb 级，而其它方法无法达到．近年来，用具有能量在 10MeV 以上的质子活化，可同时测定多种元素，可分析原子序数在 $16\leqslant z\leqslant82$ 之间的 24 个元素．对于测定 $z>10$ 的一些元素，带电粒子活化则是中子活化分析的补充工具，可测定中子活化分析有困难的一些元素，例如热中子辐照后产生强放射性的一些基体，即钴、锰、银等，以及由于热中子俘获截面小及生成核素半衰期太长等原因而造成热中子活化分析不灵敏的一些元素，如 S, Ti, V, Ge, Nb, Sn, Tl, Pb 等．

(iv) γ 光子活化分析

测定大多数元素是用 (γ, n) 反应，其阈能变化在 7—19MeV，最大截面处于 12—32MeV 范围之内．γ 光子活化常用来测定 C, N, O 和 F．只要选择合适的辐照能量即可消除竞争反应所引起的干扰．用此法测定碱金属 (Na, Cs 等) 中的碳，氧和氮，是唯一的一种好方法．若光子的能量低于 7MeV，仅产生 (γ, γ') 非弹性散射，一些核素产生同质异能激发态，可忽略 (γ, n) 反应的干扰，此法可无干扰地测定约 18 个元素，也可测定一些合金，催化

剂、矿物和冶金残渣中的贵金属(Rh, Ag, Ir, Pt, Au).

另外,还可以利用重离子加速器进行重离子活化分析工作,或利用X射线进行荧光分析等工作.

4. 辐照技术

利用高剂量γ或中子辐照样品,可以达到各种应用目的,例如:(i) 辐照育种. 利用适当能量、强度和种类的粒子束,照射植株、种子、枝条、花粉等使其发生变异. 在一千种变异中,可能有一两种变异是需要的,因此可不断地从变异后代中选择与培育新品种,如具有高产、早熟、抗倒伏、抗病、抗干旱和蛋白质含量高等特性的优良品种. 目前国内外已经通过辐射育种,得到上千种优良品种,对改进农业效益甚高. (ii)辐照灭菌、保鲜. 食品经一定剂量γ射线或电子等束线照射后,可以杀虫、灭菌和抑制某些生理活性,达到在常温下存放较长时间而不致霉烂变质的目的. 例如经过适当剂量辐照后的土豆可保存10个月,大米可贮存两年以上,其它谷物、水产、肉类、水果、蔬菜、饲料、药材等也有类似效果. 辐照食品的卫生安全问题,已有专门研究及规定.

其它方面如β测厚仪、γ探伤机等的应用可能性也有很多,在此不一一列举了.

12.4.3 医学应用

1. 中子治癌

利用X射线(一般在400keV以下)可以治疗浅层肿瘤,但皮肤和骨骼所吸收的射线往往大于肿瘤所吸收的剂量,因而造成皮肤和骨骼的损害. 利用^{60}Co远距离操纵治疗机,电子感应加速器,电子直线加速器等作为治疗手段,射线能量均在兆电子伏以上,穿透力强,深部组织吸收剂量高,皮肤吸收剂量低,反应轻,适用于深部肿瘤的治疗,但因为有残存的肿瘤细胞,可能造成复发的根源. 放射性生物学实验表明,不仅分裂期细胞,甚至静止期细胞对中子也敏感,这样中子似乎解决了放射治疗中由于肿瘤的缺氧细胞对γ射线不敏感,残存下来而引起复发问题. 而且通过大量生物学试

验,认为中子的相对生物效应随分次照射剂量的下降而提高.根据这些经验近二十年来各国纷纷开展中子治癌的临床试验. FNAL实验室从200MeV 质子直线加速器引出66MeV 质子束打靶,产生快中子,从1976年开始治疗癌症病人,长期控制率较大. 快中子治癌属于一种新的疗法,目前仍处于病例积累阶段,有待于进一步研究发展[65].

2. π^-介子照射治疗

π^- 介子和一些其它带电粒子束的特点是可以聚焦和调整能量. 以便按照需要照射指定的深度,并可以得到对比度大的清晰图像,这对医疗和诊断都有重要意义.

高能加速器产生大量次级 π^- 介子,可以利用磁铁系统,准直狭缝和吸收片进行聚焦、导向和整形,以得到指定能量强度和截面形状的 π^- 束流. 在软组织中,54MeV 的 π^- 介子能穿透10cm,82MeV 的 π^- 介子能穿透20cm. π^- 介子在体内行进过程中,能量损失不大,对活组织损伤很小,越接近行程终了,产生的电离效应越强,终止时被原子核俘获,可以产生星裂向各方向抛射出核碎片,杀伤肿瘤细胞. 对包括抗辐射本领强的铁氧肿瘤细胞,π^-介子的杀伤力要比X射线、γ 射线都大得多.

美国洛斯阿拉莫斯和加拿大的 TRIUMF 等介子工厂都已经开展了 π^- 介子照射治疗工作. 为了减低成本,美国在建造专用于治癌的 π^- 介子发生器,它的质子直线加速器能量为650MeV,通过强相互作用产生 π 介子,比用高能电子束打击靶核产生π^-介子的效率要高几十倍.

3. 层析造影 (CT) 技术

XCT 扫描技术是用准直的X射线(能量在60—360keV) 照射人体器官,散射的次级X射线或透射的X射线被光子探测器记录,并利用计算机分析可以得到人体器官的层析造影. 医用 XCT 机在1972年研制成功[62],用于许多疾病并包括肿瘤诊断. XCT 是形态照相,提供人体形态变异的信息. 使用短寿命放射性示踪方法的正电子层析造影(PECT).兼有形态照相和功能照相两方面特

点．把发射正电子的同位素(如^{68}Ga，^{18}F，^{11}C，^{13}N，^{15}O)合成为有生理兴趣的制剂或药剂，注入人体，参与人的生理代谢过程，不但提供人的构造形态及变异的信息，而且还能提供生理过程及变异的信息．利用这些同位素发射的正电子与人体组织的电子发生湮灭，产生一对 0.511MeV 的γ光子，从湮灭点向相反方向飞出．用多丝正比室或闪烁计数器，以符合法探测正负电子湮灭产生的γ光子对中，每个光子的空间坐标，(x, y)，(x_1', y_1')．连结此两点的直线必然通过湮灭点． 分析测得的大量数据所定出的湮灭点分布，就可以得到被诊断器官的核素分布．计算机图像重建处理，可以得到三维空间造影．

由于气体探测器对 0.511MeV 光子的记录效率低，在多丝正比室前需放置γ射线转换器——可以在铅膜或环氧玻璃布板叠置层上，钻密集的小孔，γ光子通过时转换成电子，然后用多丝正比室探测． 这种多丝正比室正电子照相机具有较好的空间分辨率(2.5 mm)，对发现早期肿瘤有利，但探测效率为 10—20%，主要用于大脑和心脏层析造影．

另一种称为闪烁计数器正电子照相机，使用碘化钠、钨酸镉、碘化铯、锗酸铋、氟化钡等闪烁体和光电倍增器，作成闪烁计数环，(见图 12.95)，再配上γ射线准直器．这类相机空间分辨率较差，为 7—20mm，而探测效率较高，约 50—80%，主要用于大脑及躯体层析造影．目前在设法改进相机性能，提高速度(目前进行一次造影约需几分钟)，以便用于动态层析造影，研究大脑和心脏的动态过程．

1982 年有人提出了反质子辐射造影的可能性． 当用反质子束照射生物体组织时，反质子和组织中各种原子核的质子或中子发生湮灭，通过测量湮灭产物——带电的π介子和π^0衰变的γ光子，重建器官的层析图像．正反核子湮灭时，发射$\pi^{\pm}$介子的平均多重数为 3，π^0介子的平均多重数是 1.5．这些π介子的平均动量在 350MeV 左右，因为π^0介子寿命$\sim 10^{-16}$s， 所以π^0介子距产生点$\sim 1\mu$m就衰变成两个γ光子，这些γ光子的平均能量为 200MeV 左右．用探测器测量这些能量较高的穿透性粒子，可以给出湮灭

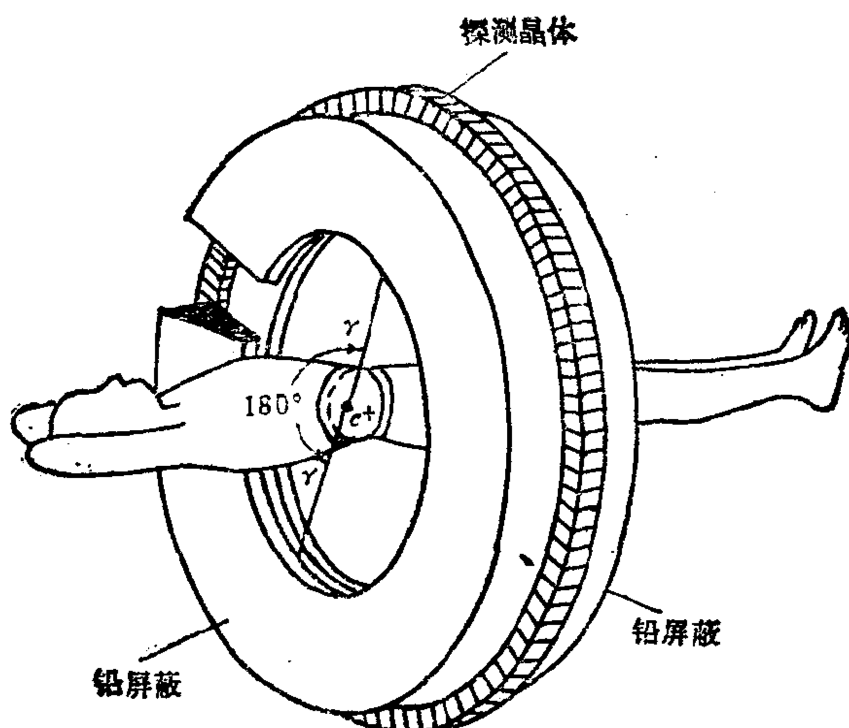


图 12.95 闪烁体环式正电子照像机 280 块 NaI 闪烁晶体. 中心部分的位置分辨率为 FWHM = 7.5mm

点的位置,其精度可达± (1—3)mm. 用反质子辐射造影可以给出人体组织核密度的直接测量,而生物组织所接受的剂量比 XCT 约少一个数量级. 当然获得反质子束是困难的.

12.4.4 中、高能粒子束的应用

中、高能粒子束,包括强子,μ 子,电子等束流的应用工作刚开始不久,但已在一些方面表现出它们的特殊功能,今后势必得到进一步的发展.

1. 质子照相

利用中、高能质子被物质吸收或被物质中原子核的电磁散射,以及被原子核的核作用散射等相互作用, 形成三种不同的质子照相原理,并各有其特点, 它比 X 光,γ 射线照相能更好地显示物体的内部结构[64].

(i) 质子束线吸收照相

质子在物质中有一定射程, 一定能量的质子只能穿透一定厚度的物质,如果物体的厚度正好与质子的平均射程相当(这可用调

整质子束能量达到)，这时物体厚度的微小变化，可以引起质子透射率很大的变化．显然这时能够更灵敏地反映物体厚度（或密度)的变化情况．条件适当时利用这种方法，可以发现 0.003% 的厚度变化，比同类 X 光照相的灵敏度约高十倍． 能量为 200MeV 的质子束在人体中射程约 26cm，可以透视人体的任何部位．

(ii) 库仑散射照相

当质子在物质中穿行时，因受到原子核的电磁作用，不断改变自己的方向，因而质子束在物质中穿行一段距离后，半径就会变大，这种现象称为**多次库仑散射**．在用这种方法对物体照相时，能够得到物体中两种密度不同的部位之间边界的清晰描绘，利用这一特点，可以得到 X 光照相无法得到的照片． 例如用库仑散射法给一个手表照相，可以不打开表盖就能检查内部机件的组装情况．用这种方法拍的老鼠的照片，不但显示了骨骼，而且也显示了皮肤、软组织和各种膜． 因此这种方法，除适合检查内部机件组装外，还特别适用于检查焊缝的焊接情况． 对于一定厚度物体进行库仑散射照相所需质子束流能量是可以计算的．例如铁制物体为 0.5cm 厚时，需要 50MeV 的质子束，而对于 19cm 厚的铁制物体，则需要约 25GeV 的质子束进行照相才能够清楚地显示物体内部的结构．

(iii) 核作用散射照相

质子束在物体内穿过时，除受到原子核的电磁作用外，还要受到原子核的强作用，使其出射方向和入射方向偏离很大，称为**核作用散射**．被核作用散射的质子数，正比于物体中原子核密度． 如果沿质子束的路程上，在散射体的两侧，分别放置多丝正比室或漂移室，测定散射质子的空间分布．用计算机处理数据，就可以定出散射体任何部位的三维空间密度分布图象，被检查物体所受剂量比 X 光照相小得多．

已用能量为 540—1000MeV 的质子束，对鸡蛋作过辐射检查，所得三维图片可以区别蛋黄和蛋白，空间分辨达 $1mm^3$．蛋黄和蛋白密度相近，用 X 光是不能分辨的．

质子照相是一门新技术，有其自身的特点，实际应用前景尚在进一步探索。

2. μ 子自旋转动（μSR）技术

将极化 μ^+ 子束打入待研究的物质，并停留在其中，在物质内部场和外部场作用下，μ^+ 子自旋方向发生变化，根据这种变化，可以获得 μ 子周围物质局部状况的资料。当极化 μ^+ 束停止在适当的靶物质中，受到局部磁场作用进动，衰变时放射的正电子动量分布，反映被研究样品的性质。这种方法为各种学科提供了一种新的探索工具，在磁学、金属物体和半导体物理、化学动力学、辐射化学和表面科学中得到了广泛的应用[66]。

在许多物质中，μ^+ 与电子结合形成一种类氢原子，它具有与氢原子类似的化学性质和电离势，质量为氢原子的 1/9。考察 μ 原子和氢原子之间的同位素效应，有助于研究化学反应动力学。μ 原子的活性很大，可以用作有机化合物的探针。利用 μSR 技术对反铁磁性绝缘体静态和动态磁性特性的研究，μ 子偶素化学和在半导体和绝缘体中，μ 子偶素的形成和特性的研究等，说明 μSR 技术已经渗透到各个学科领域，有着宽广的应用前景。

3. 粒子束武器

高能粒子以接近光速运行，粒子束带有大量动能，可以穿透很厚的物质层，引起热效应，具有破坏性，适当利用有可能作为武器，迅速拦截、摧毁敌人的飞行器[67]。

1GeV 的质子束，在金属中的射程约为 $100\,g/cm^2$。目前中能质子加速器平均流强能作到毫安量级（$\sim 10^{15}$ 质子/s），这种束流带有每秒上万焦耳的能量，破坏力是很大的。但作为武器需要在大气层中穿行很长距离后才命中目标，在这一过程中，粒子和大气原子核多次碰撞，造成束流强度和能量损耗。由于束流的有限张角，导致粒子束的扩散，需尽力设法克服这些因素。例如，用一连串高能粒子脉冲束沿同一条路线射入大气，前面脉冲粒子使路程上的空气电离并加热，气体离子很快向外扩散，形成稀薄电离气体的“大气通道”，使后续脉冲粒子能摧毁目标。这种方法需要损失大量

粒子和能量，因此有人设想，将粒子加速器建到外层空间的卫星或空间站等运载工具上去，可以减少大气层的影响.

作为武器还需要配备探测、捕获和识别目标的预警系统，和精密跟踪、描准及通讯控制等系统，但核心部分是产生适当能量（约1GeV左右）、超大流强（几十A以上）的新型中能强流加速器，而且要求脉冲宽度小、重复频率高和发散角度小，以便能有效地攻击远距离（几百公里以上）的目标，目前一些国家正在研究之中。

参 考 文 献

同步辐射

[1] H. Winick and S. Doniach, Synchrotron Radiation Research, Plenum Press, New York, (1980).

[2] C. Kunz, Synchrotron Radiation, Techniques and Applications, Springer-Verlag, Berlin Haidelberg (1979).

[3] Ernst-Eckhard Koch, Handbook on Synchrotron Radiation, Vol. 1A and 1B, North Holland Publishing Company, Amsterdam, New York, Oxford, (1983).

[4] И. М. Тернов, В. В. Михаилин, В. Р. Хашлов, Синхротронное излучение и его применения. Издательство Московского Университета (1980).

[5] J. D. Jackson, Classical Electrodynamics, Chapter 14, Wiley, New York, p. 848 (1975).

[6] D. Ivanenko and A. A. Sokolov, Synchrotron Radiation, Pergamon Press, New York (1968).

[7] J. Schwinger, *Phys. Rev.* **70**, 798(1946); *Phys. Rev.*, **75**, 1912(1949); *Proc. Natl. Acad. Sci.* U.S.A., **40**, 132(1954).

同步辐射仪器和测量方法

[8] J. A. R. Samson, Techniques of Vacuum Ultra Violet Spectroscopy, Viley, New York (1967).

[9] G. Charpak, Applications of Proportional Chamber to Some Problems in Medicine and Biology, *NIM*, **156**, 1—17(1978).

[10] 历届国际同步辐射仪器（包括光束线和探测器）会议报告专集：
Nucl. Instr. and Meth. **152**(1978); **172**, 1—2(1980); **177**, 1(1980); **195**, 1—2 (1982); **201**, 1(1982); **208**, 1—3(1983); **221**(1984); **226**, 1(1984); **242**, 3 (1986).

[11] J. R. Helliwell, A 2D MWPC Area Detector for use with Synchrotron X-Radiation at the Daresbury Laboratory for Small Angle Diffraction and Scattering, *NIM*, **201**, 175(1982).

[12] M. Iannuzzi, A New Two-Dimensional X-Ray Drift Chamber for Diffraction Studies With Pulsed Synchroton Radiation, *NIM*, **201**, 197(1982).

[13] U. Sann and A. Olmi, Large area, two dimensional position sensitive detector,

NIM, **162**, 657(1979).

[14] Ronald G. Rosemeier, A new miniature microchennel plate X-ray detector for synchrotron radiation, *NIM*, **195**, 299(1982).

[15] J. P. Boulet, *Rev. Sci. Instrum.*, **48**, 1405(1977).

[16] E. Basilier, Microchannel Plate and Readout Systems for Position Sensitive Detectors. *NIM*, **201**, 73(1982).

[17] E. B. Hughes etc., A Multi-Element Silicon Detector for X-ray Flux Measurements, *IEEE Vol.* NS-29, No. 1, 793(1982).

[18] H. D. Zeman etc., Implementation of Digital Subtraction Anglography With a Synchrotron X-Ray Beam, *IEEE Vol.* NS-29, 442(1982).

[19] N. M. Allinson, Solid-State Imaging Arrays for X-Ray Detection, *NIM*, **201**, 53(1982).

[20] V. Radeka, Semiconductor Position Sensitive Detectors, *NIM*, **226**, 209(1984).

[21] Sol M. Gruner etc., Survey of two-dimensional electro-optical X-ray detector, *NIM*, **195**, 287(1982).

[22] D. F. Anderson etc., A Large Area, Gas Scintillation Proportional Counters, *NIM*, **163**, 125(1979).

[23] K. M. Miller, A Gas Scintillation Proportional Counter Using a Photomultiplier Tube Array, *NIM*, **163**, 583(1979).

[24] H. D. Thomas and M. J. L. Turmer, Large area, High Pressure, Sealed, Xenon-filled Imaging Proportional Counter for Applications in X-ray Astronomy. *NIM*, **221**, 175(1984).

[25] N. Schwentner, Time Resolved Spectroscopy With Synchrotron Radiation, *NIM*, **167**, 499(1979).

[26] I. H. Munro and N. Schwentner, Time Resolved Spectroscopy Using Synchrotron Radiation, *NIM*, **208**, 819(1983).

[27] M. Moszynski, Status of Timing With Plastic Scintillation Detectors, *NIM*, **158**, 1(1979).

[28] H. W. Huang, Time-Resolved Extended X-Ray Absorption Fine Structure, *NIM*, **205**, 375(1983).

[29] D. H. Bilderback etc., Time-Resolved Laue Diffraction from Protein Crystals: Instrumental Considerations, *NIM*, **222**, 245(1984).

[30] A. R. Faruqi and C. C. Bond, Multiwire linear detector for X-Ray Time-Resolved Measurements at High Counting Rates, *NIM*, **201**, 125(1982).

[31] Zhou Xiaogang (周晓岗). Chen Xiuwei (陈秀苇), Zhang Nai-sen (章乃森) etc., An on-line Single Photon Time Resolved Spectrometer and Measurement of Nanosecond Fluorescence Lifetime. Proceedings of the 1985 Beijing International Conference on Photochemistry. P 405 (1985. 10).

[32] D. V. Oconnor, W. R. Ware, Deconvolution Decay Curves, A Critical Comparison of Techniques, *The journal of Physical Chemistry*, Vol. **83**, No. 10, 1333(1979).

[33] G. Carruther, *SPIE Instrum., Astron., III*, **172**, 304(1979).

[34] E. S. Kellogg, *IEEE* NS-26, No 1, 403(1979); *Rev. Sci. Instr.* **47**, 282(1976); **48**, 550(1977).

[35] C. F. Lillie, *SPIE Instrum., Astron* III, **172**, 321(1979).

[36] N. V. Schwentner, *NIM*, **167**, 499(1979).
[37] V. Rehn, *NIM*, **177**, 193(1980).
[38] Y. Talmi and R. W. Simpson, *Appl. Opt.*, **19**, 1401(1980).
[39] D. F. Barbe, *Proc. IEEE*, **63**, 38(1975).
[40] H. K. Burke, *IEEE*, **ED**-23, 189(1976).
[41] Shen Xun (沈恂), Chen Xiuwei (陈秀苇), Zhou Xiaogang (周晓岗) Zhang Nai-sen (章乃森) etc., The Life-Time of Fluorescent State of Haematoporphyrin and Related Derivatives in Aqueous Solution and Cells, Proceedings of *International Conference on* Biophysics, P524 (1985, Wu-se).
[42] 复旦大学，清华大学，北京大学合编，原子核物理实验方法，上、下册，原子能出版社(1981)；徐克尊等编，粒子探测技术，上海科技出版社 (1981).

同步辐射应用方面

[43] 北京正负电子对撞机领导小组办公室等编，同步光及其应用(一)，BEPC 同步辐射实验区建设工作会议报告集 (1984, 3, 北京).
[44] 何祚庥，一种新型光源——介绍同步磁辐射，高能物理，**2**，21(1977).
[45] 吴苍生，同步辐射的特性和应用，物理，**14**，1(1985).
[46] 夏绍健，异常突起的新型光源，高能物理，**1**，25(1986).
[47] B. K. 坦纳著，赵庆兰译，X 射线形貌术，科学出版社 (1985).
[48] 麦振洪，X 射线形貌学，自然杂志 **8**，3，173(1985).
[49] 陆坤权，扩展 X 射线吸收精细结构 (EXAFS)，物理学进展 **5**,1,125(1985).
[50] 胡世如，同步辐射与小角X射线散射，高能物理，**1**,19(1986)
[51] 谢行恕，软 X 射线显微术，物理 **14**，1，31(1985).
[52] 章乃森，短时间核事件的测量，物理译丛，核电子学专集 **5**(1961).
[53] 沈恂、陈秀苇、周晓岗、章乃森等，血卟啉及其衍生物在水溶液和细胞内的时间分辨荧光研究，生物物理学报 **1**，31，199(1985).
[54] 周春梅，同步辐射的应用及其展望，高能物理，**3**，28 (1981).

粒子物理其它应用

[55] 章乃森，中子测水法在冻土研究中的应用，土壤，**3**，101 (1980)；物理，**7**，3，175(1978).
[56] 沙因，脉冲散裂中子流的应用，高能物理，**1**，20(1982).
[57] 全国第三次活化分析会议论文选编，核技术，**6**，1(1985)
[58] 温韦贤，用快中子非弹性散射 γ 能谱测井，高能物理，4，21(1986).
[59] 施义普，活化分析，高能物理，**1**，26(1981).
[60] 千文甲，μ 原子和 μ 子催化的核聚变反应，物理，14，5，279(1985).
[61] 王祝翔，核技术的应用，高能物理，**1**，21(1985).
[62] 张天保，核医学中正电子照相术，高能物理，**3**，17(1982).
[63] 王少阶，正电子湮灭技术，高能物理，**3**，22(1981).
[64] 张英平，质子照相，高能物理，**2**，17(1976).
[65] 林怀冰，快中子治癌，高能物理，**1**，25(1984).
[66] 王朝俊，μSR 技术，高能物理，**1**，14(1985).
[67] 魏开煜，粒子束武器对话，高能物理，**4**，16(1981)；**1**，17(1982)；2，16(1982)；**3**，23(1982).

（一）附录（续上册）

V. 电磁散射截面公式推证简介

在第七章中，我们讲了费曼图的画法及其物理意义．对于一个确定的反应过程，只要正确地画出它的费曼图，就可以利用量子电动力学中给出的费曼规则计算出该反应的截面．这里我们将省略复杂的推证，而给出计算电磁作用截面的基本费曼规则，并以穆勒散射和巴巴散射为例说明其使用方法．

对于反应

$$1 + 2 \to 3 + 4 + \cdots\cdots + n,$$

其截面由单位体积的跃迁几率除以入射粒子的通量，再乘以靶粒子的密度来得到，具体表达式为

$$\sigma = \frac{(2\pi)^4}{2E_1 2E_2 v_{12}} \frac{|\mathfrak{M}|^2}{(2\pi)^{3n}} R_n. \tag{V.1}$$

这里我们用的是自然单位制 $(c = \hbar = 1)$，E_1 和 E_2 分别是入射粒子 1 和靶粒子 2 的能量，v_{12} 是它们之间的相对速度，$2E_1v_{12}$ 为入射粒子 1 的通量，$\frac{1}{2E_2}$ 是靶粒子 2 的归一化态密度，$\mathfrak{M}$ 是跃迁矩阵元．在质心系中可以证明：

$$(2E_1 2E_2 v_{12})_{cm} = 4p_1^* \sqrt{S} \tag{V.2}$$

这里 $p_1^*(=p_2^*)$ 是质心系中入射粒子的三维动量值．R_n 就是在第二章中给出的末态相空间．

特别地，对于两体反应

$$1 + 2 \longrightarrow 1' + 2',$$

第二章中给出

$$R_2 = \int d\Omega^* \left(\frac{p^*}{4\sqrt{S}}\right), \tag{V.3}$$

将 (V.2) 和 (V.3) 式代人 (V.1) 式可得两体反应的微分截面公式

$$\frac{d\sigma}{d\Omega^*} = \frac{1}{64\pi^2 S}\left(\frac{p_f^*}{p_i^*}\right)|\mathfrak{M}|^2, \tag{V.4}$$

其中 p_i^* 和 p_f^* 分别为质心系中初态和末态单个粒子的三维动量值.

从上面的讨论看到,为求得反应截面,关键是计算跃迁矩阵元 $\mathfrak{M}$, 该矩阵元反映了反应过程的动力学机制. 下面我们不加推导地给出跃迁矩阵元 $\mathfrak{M}$ 的费曼规则.

费曼规则规定,对于一个反应过程,画出它的所有可能的费曼图, 每一个费曼图对应一个跃迁矩阵元 $\mathfrak{M}$, 反应过程的总的跃迁矩阵元是各个费曼图所对应的矩阵元之和. 那么怎样写出一个费曼图所对应的矩阵元 $\mathfrak{M}$ 呢? 在费曼图中,用旋量波函数 $u_s(\mathrm{P})$ 代表自旋为 1/2 的入射费米子;$\bar{u}_s(\mathrm{P}) \equiv u_s^+(\mathrm{P})\gamma_4$ 代表出射费米子; $v_s(\mathrm{P})$ 代表出射的反费米子. $\bar{v}_s(\mathrm{P}) \equiv v_s^+(\mathrm{P})\gamma_4$ 代表入射的反费米子.这里我们选择旋量波函数的归一化条件,使得:

$$\sum_s u_s(\mathrm{P})\bar{u}_s(\mathrm{P}) = m - i\gamma_\mu \mathrm{P}_\mu, \tag{V.5}$$

$$\sum_s v_s(\mathrm{P})\bar{v}_s(\mathrm{P}) = -(m + i\gamma_\mu \mathrm{P}_\mu). \tag{V.6}$$

光子外线用极化矢量 ε_μ 表示,满足

$$k_\mu \varepsilon_\mu = 0, \tag{V.7}$$

这是光子的横向极化特征所要求的. 自旋为 0 的介子外线用 1 表示. 所有的粒子内线传播子也都用不同的式子来表示,在表 (V.1) 中给出了所有这些规则

有了这些规则以后, 就可以写出一个费曼图所对应的矩阵元 $\mathfrak{M}$, 譬如对下面的费曼图写出它的矩阵元为

$$\mathfrak{M} = [ie(\mathrm{P}_1 + \mathrm{P}_3)_\mu]\left[\frac{-i\delta_{\mu\nu}}{(\mathrm{P}_1 - \mathrm{P}_3)^2}\right][ie(\mathrm{P}_2 + \mathrm{P}_4)_\nu].$$

下面我们就用上面给出的费曼规则来计算穆勒散射和巴巴散射的反应截面.

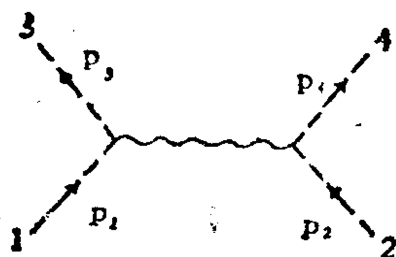


图 V.1　电磁散射费曼图

表 V.1　费曼图规则

自　旋	说　明	图　示	贡献因子
外线			
0	玻色子或反玻色子	或	1
1/2	入射费米子		$u(\mathrm{P})$
	出射费米子		$\bar{u}(\mathrm{P})$
	入射反费米子		$\bar{v}(\mathrm{P})$
	出射反费米子		$v(\mathrm{P})$
1	玻色子或反玻色子（包括光子）	或	ε_μ ε_μ^*
内　线			
0	玻色子		$-i/k^2+m^2$
$\frac{1}{2}$	费米子		$\frac{-1}{\gamma_\mu \mathrm{P}_\mu - im} = i\,\frac{i\gamma_\mu \mathrm{P}_\mu - m}{\mathrm{P}^2+m^2}$
1	有质量玻色子		$\frac{-i\delta_{\mu\nu}+k_\mu k_\nu/m^2}{k^2+m^2}$
1	光子		$-i\delta_{\mu\nu}/k^2$
电磁顶点	（类点粒子）		
0—0		p'	$ie(\mathrm{P}_\mu+\mathrm{P}'_\mu)$
$\frac{1}{2}$—$\frac{1}{2}$		p	$-e\gamma_\mu$
1—1		p' p	$ie[(\mathrm{P}_\mu+\mathrm{P}'_\mu)\delta_{\alpha\beta}-\mathrm{P}'_\alpha\delta_{\mu\beta}$ $-\mathrm{P}_\beta\delta_{\alpha\mu}]$

(1) 穆勒 (Møller) 散射

$$e^- + e^- \to e^- + e^-.$$

它的基本费曼图为

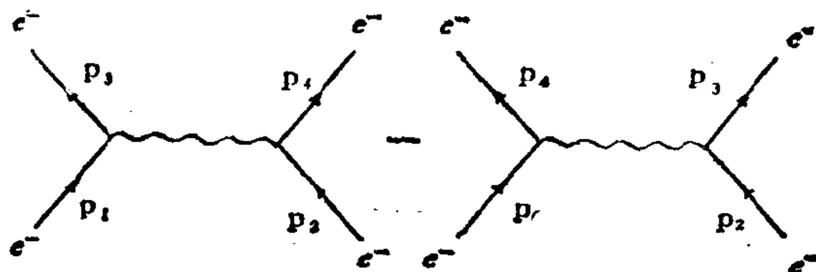


图 V.2 穆勒散射费曼图

由费曼图,根据费曼规则,可写出矩阵元

$$\mathfrak{M}(e^-e^- \to e^-e^-) = e^2\bar{u}_3\gamma_\mu u_1 \frac{-i\delta_{\mu\nu}}{(P_1 - P_3)^2}\bar{u}_4\gamma_\nu u_2$$

$$- e^2\bar{u}_4\gamma_\alpha u_1 \frac{-i\delta_{\alpha\beta}}{(P_1 - P_4)^2}\bar{u}_3\gamma_\beta u_2. \quad (V.8)$$

上面两个图的相对负号是由于它们之间的关系是末态交换二个电子,电子是费米子,两费米子的交换就出现了一个负号. 由 (V.4) 式知,它的微分截面为

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2 S}\frac{|\boldsymbol{p}_3|}{|\boldsymbol{p}_1|}|\mathfrak{M}|^2. \quad (V.9)$$

现在我们的任务就是如何来计算 $|\mathfrak{M}|^2$, 由于计算涉及到大量的 γ_μ 矩阵, 因而是相当复杂的. 首先让我们给出有关 γ_μ 矩阵的一些基本计算公式:

$$T_\gamma\ (\text{奇数个}\ \gamma\ \text{的积}) = 0, \quad (V.10)$$

$$T_\gamma \gamma\cdot a\gamma\cdot b = 4ab,$$

$$T_\gamma \gamma\cdot a_1\gamma\cdot a_2\gamma\cdot a_3\gamma\cdot a_4 = 4a_1\cdot a_2a_3\cdot a_4 - 4a_1\cdot a_3a_2\cdot a_4 + 4a_1\cdot a_4a_2\cdot a_3,$$

$$\gamma_\mu\gamma\cdot a\gamma_\mu = -2\gamma\cdot a,$$

$$\gamma_\mu\gamma\cdot a\gamma\cdot b\gamma_\mu = 4a\cdot b,$$

$$\gamma_\mu\gamma\cdot a\gamma\cdot b\gamma\cdot c\gamma_\mu = -2\gamma\cdot c\gamma\cdot b\gamma\cdot a,$$

$$\gamma_\mu\gamma\cdot a\gamma\cdot b\gamma\cdot c\gamma\cdot d\gamma_\mu = 2(\gamma\cdot d\gamma\cdot a\gamma\cdot b\gamma\cdot c + \gamma\cdot c\gamma$$

$\cdot b\gamma \cdot a\gamma \cdot d)$.

其中 T_γ 是矩阵求迹的符号，a、b、c、d 等都是四矢量。

下面就来计算 $|\mathfrak{M}|^2$，考虑到在反应过程中，我们并不探测电子的自旋状态，因此必须对初态电子的自旋态求平均，对末态电子的自旋态求和，即有

$$\frac{1}{4}\sum_{s_i}\sum_{s_f}|\mathfrak{M}|^2 = e^4\left[\frac{A}{(P_1-P_3)^4} - \frac{B}{(P_1-P_3)^2(P_2-P_4)^2} + \frac{C}{(P_2-P_4)^2}\right] \quad (V.11)$$

其中

$$A = \frac{1}{4}\sum_{s_i}\sum_{s_f}[(\bar{u}_1\gamma_4\gamma_\mu\gamma_4u_3)(\bar{u}_3\gamma_\nu u_1)] \cdot [(\bar{u}_2\gamma_4\gamma_\mu\gamma_4u_4)(\bar{u}_4\gamma_\nu u_2)]$$

$$B = \frac{1}{4}\sum_{s_i}\sum_{s_f}[(\bar{u}_1\gamma_4\gamma_\mu\gamma_4u_3)(\bar{u}_2\gamma_4\gamma_\mu\gamma_4u_4) \cdot (\bar{u}_4\gamma_\alpha u_1)(\bar{u}_3\gamma_\alpha u_2) + (3\longleftrightarrow 4)].$$

C 的表达式相当于将 A 中的 3 和 4 对换，先来计算系数 A。

$$4A = \sum_{s_is_f} T_\gamma[u_1\bar{u}_1\gamma_4\gamma_\mu\gamma_4u_3\bar{u}_3\gamma_\nu]T_\gamma[u_2\bar{u}_2\gamma_4\gamma_\mu\gamma_4u_4\bar{u}_4\gamma_\nu].$$

注意到（V.5）式，在高能情况下，电子质量可以忽略，即

$$\sum_s u_s(P)\bar{u}_s(P) = -i\gamma_\mu P_\mu, \quad (V.12)$$

则得

$$4A = T_\gamma[P_{1\sigma}\gamma_\sigma\gamma_4\gamma_\mu\gamma_4P_{3\rho}\gamma_\rho\gamma_\nu]T_\gamma[P_{2\alpha}\gamma_\alpha\gamma_4\gamma_\mu\gamma_4P_{4\beta}\gamma_\beta\gamma_\nu].$$

利用（V.10）式给出的公式，则得

$$\begin{aligned}4A &= T_\gamma[P_{1\sigma}\gamma_\sigma\gamma_\mu P_{3\rho}\gamma_\rho\gamma_\nu]T_\gamma[P_{2\alpha}\gamma_\alpha\gamma_\mu P_{4\beta}\gamma_\beta\gamma_\nu]\\ &= 16(P_{1\mu}P_{3\nu} - P_1\cdot P_3\delta_{\mu\nu} + P_{1\nu}P_{3\mu})(P_{2\mu}P_{4\nu} - P_2\cdot P_4\delta_{\mu\nu} + P_{2\nu}P_{4\mu})\\ &= 16[2(P_1\cdot P_2)(P_3\cdot P_4) + 2(P_1\cdot P_4)(P_2\cdot P_3)].\end{aligned}$$

最后我们得到

$$A = 8[(P_1\cdot P_2)(P_3\cdot P_4) + (P_1\cdot P_4)(P_2\cdot P_3)]. \quad (V.13)$$

把 A 中的 3 和 4 对换，即得 C

$$C = 8[(P_1 \cdot P_2)(P_4 \cdot P_3) + (P_1 \cdot P_3)(P_2 \cdot P_4)]. \quad (V.14)$$

通过完全相似的计算，可求得系数 B.

$$\begin{aligned} 4B &= 2T_r[P_{3\sigma}\gamma_\sigma\gamma_\mu P_{1\rho}\gamma_\rho\gamma_\nu P_{4\alpha}\gamma_\alpha\gamma_\mu P_{2\beta}\gamma_\beta\gamma_\nu] \\ &= 2T_r[P_{3\sigma}\gamma_\sigma\gamma_\mu P_{1\rho}\gamma_\rho(-2P_{2\beta}\gamma_\beta\gamma_\mu P_{4\alpha}\gamma_\alpha)] \\ &= -16T_r[P_{3\sigma}\gamma_\sigma(P_1 \cdot P_2)P_{4\alpha}\gamma_\alpha] \\ &= -64(P_1 \cdot P_2)(P_3 \cdot P_4). \end{aligned}$$

于是我们得到

$$B = -16(P_1 \cdot P_2)(P_3 \cdot P_4). \quad (V.15)$$

把 (V.13, 14, 15) 式给出的系数 A, B, C 的值代入 (V.11) 式，然后回代到 (V.9) 式，注意到穆勒散射初末态粒子的三维动量值是相等的，即得微分截面

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{e^4}{8\pi^2 S}\Bigg[& \frac{(P_1 \cdot P_2)(P_3 \cdot P_4) + (P_1 \cdot P_4)(P_2 \cdot P_3)}{(P_1 - P_3)^4} \\ & + \frac{2(P_1 \cdot P_2)(P_3 \cdot P_4)}{(P_1 - P_3)^2(P_2 - P_4)^2} \\ & + \frac{(P_1 \cdot P_2)(P_3 \cdot P_4) + (P_1 \cdot P_3)(P_2 \cdot P_4)}{(P_2 - P_4)^4}\Bigg]. \end{aligned} \quad (V.16)$$

在极端相对论近似下，有

$$\begin{aligned} s &= -(P_1 + P_2)^2 = -(P_3 + P_4)^2 \approx -2P_1 \cdot P_2 \\ &= -2P_3 \cdot P_4 = 4E^2, \\ t &= -(P_1 - P_3)^2 = -(-P_2 + P_4)^2 \approx 2P_1 \cdot P_3 \\ &= 2P_2 \cdot P_4 = -4E^2\sin^2\theta/2, \\ u &= -(P_1 - P_4)^2 = -(-P_2 + P_3)^2 \approx 2P_1 \cdot P_4 \\ &= 2P_2 \cdot P_3 = -4E^2\cos^2\theta/2. \end{aligned} \quad (V.17)$$

这里 θ 为出射粒子 3 和入射粒子 1 之间的夹角. 所以 (V.16) 式可化为

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{e^4}{32\pi^2 S}\left[\frac{s^2 + u^2}{t^2} + \frac{2s^2}{tu} + \frac{s^2 + t^2}{u^2}\right]. \quad (V.18)$$

最后求得

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\frac{\alpha^2}{8E^2}\left[\frac{1+\cos^4\theta/2}{\sin^4\theta/2}+\frac{2}{\sin^2\theta/2\cos^2\theta/2}+\frac{1+\sin^4\theta/2}{\cos^4\theta/2}\right],$$

(V.19)

或

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\frac{\gamma_0^2}{8}\left(\frac{m}{E}\right)^2\left[\frac{1+\cos^4\theta/2}{\sin^4\theta/2}+\frac{2}{\sin^2\theta/2\cos^2\theta/2}+\frac{1+\sin^4\theta/2}{\cos^4\theta/2}\right],\quad (V.20)$$

其中 $\alpha=\frac{e^2}{4\pi}$, $\gamma_0=\frac{\alpha}{m}$.

(2) 巴巴散射

$$e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-.$$

它的基本费曼图为

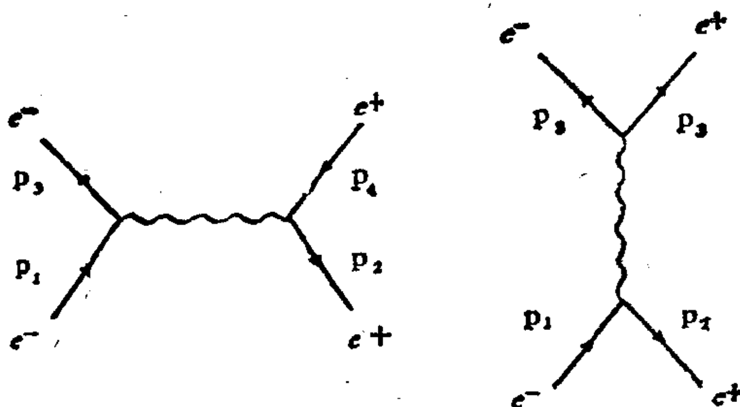


图 V.3 巴巴散射费曼图

这里第二个图形出现一个相对负号，其来源是费米统计．我们给出一个定性的解释，譬如考查第一个费曼图的 $e^-(P_3)$ 和 $e^+(P_2)$，用空穴理论的话来说，动量为 $\boldsymbol{p}_2$ 的反粒子 e^+ 就相当于在完全填满的费米海中缺少了一个动量为 $-\boldsymbol{p}_2$ 的正粒子 e^-，若将动量为 $\boldsymbol{p}_3$ 的 e^- 和动量为 $-\boldsymbol{p}_2$ 的 e^- 互换，就得到了第二个费曼图．因此第二图可以看成是由第一个图交换两个全同费米子而得到，出现负号就是理所当然的了．

写下巴巴散射的矩阵元，即为

$$\mathfrak{M}(e^+e^- \to e^+e^-) = e^2\bar{u}_3\gamma_\mu u_1 \frac{-i\delta_{\mu\nu}}{(P_1 - P_3)^2} \bar{v}_2\gamma_\nu v_4$$

$$- e^2\bar{u}_3\gamma_\alpha v_4 \frac{-i\delta_{\alpha\beta}}{(P_1 + P_2)^2} \bar{v}_2\gamma_\beta u_1. \qquad (\text{V}.21)$$

可以看出，尽管巴巴散射和穆勒散射的费曼图明显不同，但它们矩阵元的表达式（V.8）和（V.21）却是十分相似的，若作代换

$$P_2 \to -P_4, \quad P_4 \to -P_2, \quad \bar{u}_4 \to \bar{v}_2, \quad u_2 \to v_4, \qquad (\text{V}.22)$$

就从穆勒散射的矩阵元得到巴巴散射的矩阵元，这实际上就是所谓交叉对称性的一个例子．因此我们无需再经复杂的计算，可以直接由穆勒散射的截面公式，通过（V.22）式给出的参量代换，给出巴巴散射的截面公式．这时有

$$\begin{aligned} \bar{s} &= -(P_1 - P_4)^2 = -4E^2\cos^2\theta/2, \\ \bar{t} &= -(P_1 - P_3)^2 = -4E^2\sin^2\theta/2, \\ \bar{u} &= -(P_1 + P_2)^2 = 4E^2. \end{aligned} \qquad (\text{V}.23)$$

根据（V.18）式得到巴巴散射截面为

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{8E^2}\left(\frac{\bar{s}^2 + \bar{u}^2}{\bar{t}^2} + \frac{2\bar{s}^2}{\bar{t}\bar{u}} + \frac{\bar{s}^2 + \bar{t}^2}{\bar{u}^2}\right)$$

$$= \frac{\alpha^2}{8E^2}\left(\frac{1 + \cos^4\theta/2}{\sin^4\theta/2} - \frac{2\cos^4\theta/2}{\sin^2\theta/2} + \frac{1 + \cos^2\theta}{2}\right), \qquad (\text{V}.24)$$

或

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\gamma_0^2}{8}\left(\frac{m}{E}\right)^2\left(\frac{1 + \cos^4\theta/2}{\sin^4\theta/2} - \frac{2\cos^4\theta/2}{\sin^2\theta/2} + \frac{1 + \cos^2\theta}{2}\right). \qquad (\text{V}.25)$$

VI. 北京正负电子对撞机及其通用谱仪

(一)对撞机（BEPC）

1982 年国家批准，在中国科学院高能物理研究所建设一台 2 × 2.2/2.8 GeV 北京正负电子对撞机，预计 1988 年建成．有关情况及主要设计参数如下：

(1) 物理目标、能量和亮度．

自 1974 年发现 J/ψ 粒子以来，理论和实验工作者在粲粒子

物理方面进行了大量工作. 1977 年又发现了Υ粒子并开始了底粒子物理的探索,为粒子物理学开辟了新的领域.

与质子加速器上高能强子反应相比,正负电子碰撞反应主要属于电磁过程,其本底低,容易分析,可以取得较清晰的物理结果.在过去的几年中,诸如J粒子、D介子物理和τ重轻子物理等重大研究进展都是在正负电子对撞机上获得的. 此外,与相同质心能量的质子加速器比较,正负电子对撞机的造价要低得多. 在我国目前资金很有限的情况下,为尽快做出有意义的高能物理研究,建造一台正负电子对撞机乃是最佳方案.

众所周知,与同步加速器不同,对撞机亮度只能优化在一定能量,有用能区覆盖很小. 目前,国际上已有主要的正负电子对撞机优化能量是:ADONE 和 DCI 在 $2 \times (1.5—1.85)$ GeV; SPEAR 和 DORIS 在 $2 \times (4.2—5.1)$ GeV; PEP 和 PETRA 在 $2 \times (18—22)$ GeV 范围. 计划新建的加速器趋向于更高能量,如日本正负电子对撞机 TRISTAN 计划达到 2×30 GeV (初始阶段达到 2×8 GeV); CERN 的 LEP 计划初始能量为 2×50 GeV, 以后提高到 2×125 GeV; SLAC 的 SLC 计划达到 2×50 GeV. 在 (2—4) GeV 区间,目前只有 SPEAR 在做工作,但它的优化能量是此能区的较高部分. 此能区的有关物理工作虽已在 SPEAR 作过扫描,但还有不少问题有待于研究,还需要做大量的深入细致工作,特别是这一能区正适合作粲粒子物理和τ重轻子物理工作.例如F介子存在的实验验证,D介子弱衰变性质的研究,粲素的禁闭势,胶子球和四个层子态,粲粒子动力学,以及τ重轻子衰变道和中微子质量精确测量等都是非常有意义的研究课题.

在能区选择上,根据以上情况和我国经济力量,我们计划建造一台 $2 \times (2.2—2.8)$ GeV 正负电子对撞机,初期着重研究粲介子和τ重轻子物理,以后可以进行粲重子方面工作.

由于我们将主要在已经经过初步扫描的领域里,作进一步精密细致的测量工作,对撞机亮度指标非常重要. BEPC 的亮度指标在单束能量为 2.8 GeV 时,其设计亮度为 $1.7 \times 10^{31} \mathrm{cm}^{-2} \mathrm{sec}^{-1}$.

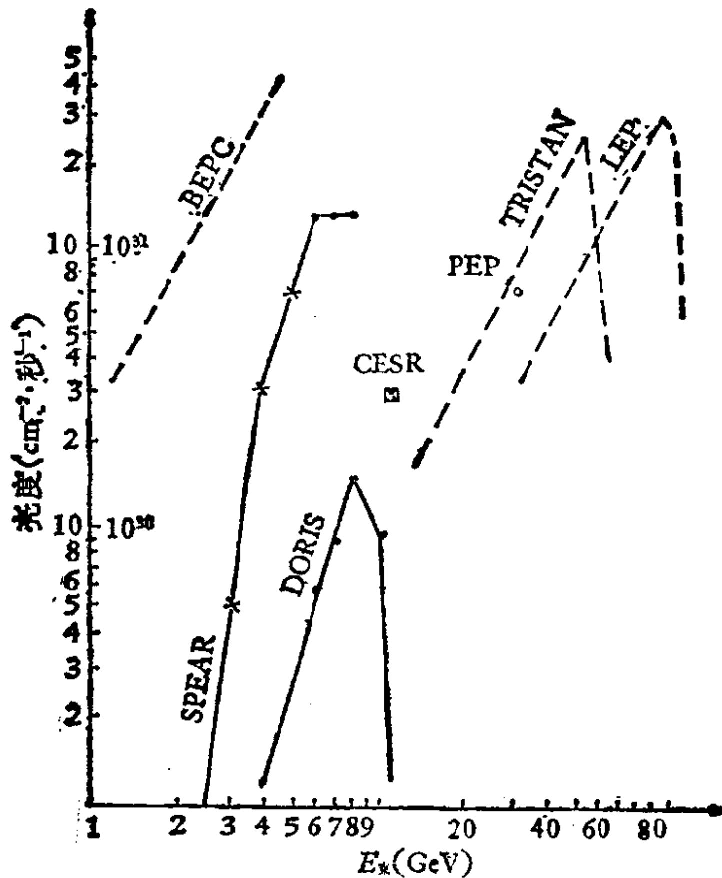


图 VI.1 储存环亮度与质心系能量关系

建对撞机的同时将建造一台立体角接近 4π 的通用谱仪（磁探测器)用于物理实验．图 VI.1 给出一些储存环亮度与质心系能量的关系．

(2) 总体布局描述

BEPC 总体布局如图 VI.2 所示．它由三个系统组成，即注入器、储存环和探测器．注入器使用半能量注入，提供 (1.1—1.4) GeV 电子及正电子流．它的起始部分是一能量为 30MeV 的预注入器，在预注入器中，将电子枪产生的脉冲电子束调制为高频相位宽度只有几度的束团，同时加速到 30MeV，然后注入到 340MeV 电子直线加速器中继续加速．

在提供正电子束时，总能量为 370MeV 的电子束轰击厚度为 1cm 的钨靶，经过级联簇射产生正电子．由聚焦装置使正电子发射度与后面直线加速节接受度相匹配，正电子束团在该加速节中被加速到最后注入能量 (1.1—1.4) GeV．在需要提供电子束时，

将正电子产生靶移到束流线外，这时电子枪产生的电子束团一直被加速到最后注入能量。正负电子束由注入器射出后，分别经过两条束流输运系统，进入到储存环，沿相反方向运转。

储存环注入阶段工作在（1.1—1.4）GeV，当环内积累了足够的正负电子以后，磁铁系统的磁场开始升高，正负电子束团从高频站得到能量继续加速，当能量增加到2.8GeV时，磁场保持恒定，正负电子束团开始碰撞。这样，储存环的工作包括注入、加速和碰撞三种状态。储存环由偏转磁铁、四极聚焦磁铁、校正磁铁、冲击磁铁、切割磁铁、扭摆磁铁和静电分离板等组成，周长为240.4m。在偏转磁铁的真空盒中装有分布式离子泵提供高的积分抽速。有两个频率为201.2MHz，总输入功率为138kw的高频加速腔装在一个碰撞点前后两边，用来补偿束流的辐射损失。

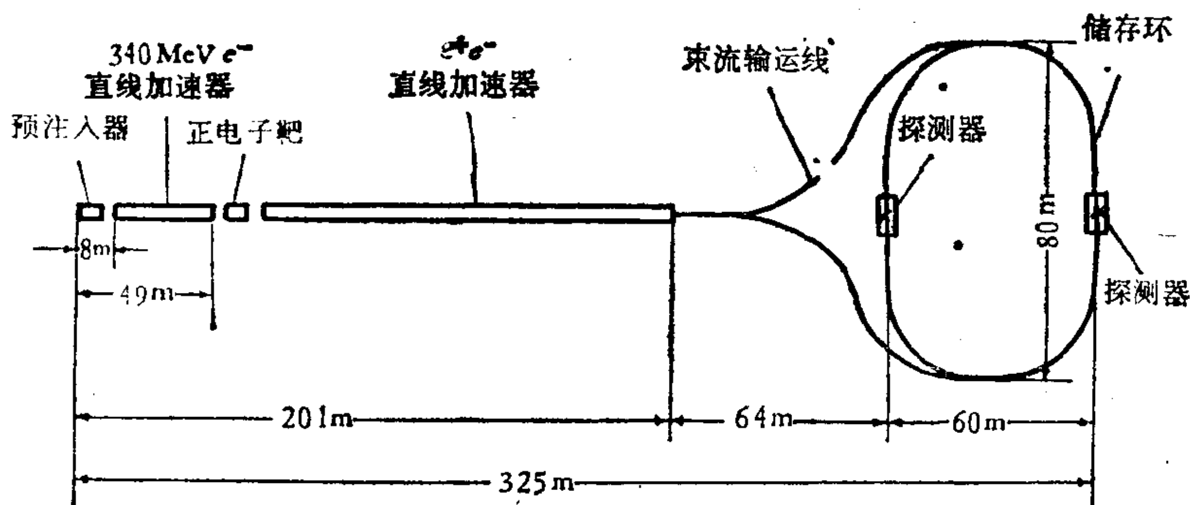


图 VI.2 北京正负电子对撞机（BEPC）总体布局图

建造的第一阶段，只在储存环一个碰撞点处，安装有磁谱仪型探测器系统，称为"北京谱仪"。它由中心漂移室、主漂移室、飞行时间计数器、簇射计数器、μ子鉴别器、螺旋线圈、电子学系统和在线计算机等组成。谱仪直径6.9m，长度为4.2m。这种组合探测器系统主要目的是以大的立体角提供为鉴别粒子，探测光子，测量动量和分y径迹等等所必需的数据，在经过离线计算机数据处理后，可以重建遍举终态，提供物理研究。

建造BEPC的目的是进行高能物理实验研究，同时也可以提

供特别强的真空紫外和X光同步辐射．BEPC 产生的同步辐射特点是，由于储存环运行能量较高，同步辐射光子的能量也是较高的．

如所周知，同步辐射的光子临界能量为

$$\varepsilon_c(\text{keV}) = 0.06651B(\text{kG})E^2(\text{GeV}).$$

如以光通量不低于峰值的十分之一为可用范围，则可用的光子能量为

$$10^{-4}\varepsilon_c < \varepsilon_{\text{可用}} < 5\varepsilon_c.$$

当 BEPC 工作在 2.8GeV 时，使用磁场为 9kG 的偏转磁铁，其辐射光临界能量为 4.7keV，可用的光子能量范围为 0.47eV—23keV．当使用场强为 50kG 的超导扭摆磁铁时，则临界能量为 26keV，可用范围为 2.6eV—130keV．有了这样宽的连续频谱的高强度亚毫微秒脉冲偏振光源，就可以广泛进行多种学科和尖端技术的研究和应用工作．关于 BEPC 同步辐射实验区的建设，将在附录 VII 中进行介绍．

(3) 注入器

BEPC 的注入器是一台能量约 1.1GeV 的电子直线加速器，其总长约 200m，共用 16 个脉冲速调管放大器作为微波功率源，这台加速器包括预注入器、正电子源和主加速段等．主要设计参数如下：

$e^{\pm}$ 能量（GeV）	$1.1 < E < 1.4$
脉冲电子流（A）	1—2（用作产生正电子）
	～0.2（用作电子注入）
脉冲宽度（ns）	2.5
脉冲重复频率（1/s）	最大 50（可变）
工作频率（MHz）	2856
速调管数量	16
速调管功率（MW）	16
加速管数量	56

对 BEPC 注入器除了注入能量要求为 $1.1\text{GeV} \leqslant E \leqslant 1.4\text{GeV}$

外，对注入能量散度要求为 $\Delta E/E \leqslant \pm 0.6\%$。

由于注入器要兼顾到产生 e^+，为了减少 e^+ 的注入时间，当用它产生 e^+ 时，希望能加速比较大的脉冲电流 1—2A。而用作 e^-注入器时，为了保证能散小，只要求加速 ～200mA 的脉冲电流。

预注入器是由前面的三级电子枪，前级聚束器，$\beta_w = 0.75$ 聚束器及 $\beta_w = 1$ 的长度为 3.05m 的一节加速管组成。

正电子源由正电子产生靶、脉冲磁套及其脉冲电源、两节 3.05 m 长的加速管、两台 20MW 速调管放大器、均匀螺旋管及其直流电源，偏转磁铁和高频分离器等部件所组成。

(4) 储存环

储存环的外形类似一个跑道，它由两个弧形部分和两个长度各为 29.8m 的长直线节组成，总周长为 240.4m，长直线节的中部是 5m 长的物理实验区(相互作用区)，在实验区的两边各紧挨着两个长度分别为 4m 和 5.4m 的直线节，整个储存环共有 8 个这样的直线节。二个高频加速站 (RFC) 对称地安装在相互作用区两边长度为 5.4m 的直线节内。在弧形部分的中央各有一个 5m 长的直线节，分别供安排正电子和电子的注入元件以及反馈系统。储存环的四块扭摆磁铁 (BW) 置于磁聚焦结构中抽掉偏转磁铁的直线节内。

为了保证在 2.2—2.8 GeV 能区范围提供足够大的亮度，储存环的亮度优化点设在 2.8 GeV，在 2.8 GeV 能量下，峰值亮度 $L = 1.7 \times 10^{31}\,\mathrm{cm^{-2} \cdot s^{-1}}$，所需高频功率为 200 kw，相应的循环电流为 66mA。

在 2.2—2.8 GeV 能区内，期望的亮度正比于能量的平方 $L \propto E^2$。这一亮度 L 随能量 E 的变化关系是借助于扭摆磁铁使得束团的自然发射度 ε_x 保持不变来实现的。因此在 2.2 GeV 下，储存环的最大亮度为 $L = 1.0 \times 10^{31}\,\mathrm{cm^{-2} \cdot s^{-1}}$。束流总寿命为 6.7 小时。在注入能量为 1.1GeV 时，所需的总注入时间(包括加速时间)为 40 分钟，最佳的碰撞持续时间为 1.9 小时，所以重复的注入周期为 2.6 小时，这导致平均的亮度仅为峰值亮度的 58%。

表 VI.1 (a) 储存环磁聚焦结构和束流性能的主要参数

能量	E	2.8GeV
周长	C	240.4m
设计亮度	L	$1.7\times10^{31}cm^{-2}\cdot s^{-1}$
最高磁场强度	B_{max}	9.028kG
弯转半径	ρ	10.345m
对撞区数目	N_{int}	2
实验区空间长度	L_{int}	±2.5m
每一束流中的束团数	K_b	1
每束环流强度	I	65mA
每束粒子数	N	3.3×10^{11}
束-束韧致辐射寿命	τ_{bb}	9hr
托歇克寿命	τ_t	55hr
量子寿命	τ_q	50hr
束流总寿命	τ	6.5hr
横向阻尼时间	τ_x	8.6ms
廻旋频率	f_0	1.247MHz
高频谐波数	h	160
高频频率	f_{rf}	199.53MHz
峰值高频电压	V_{rf}	1.35MV
同步振荡频数	Q_s	0.0208
同步辐射功率(双束)	$\langle P_b\rangle$	68kW
每圈同步辐射损失	U_0	521.5keV
同步相角	ϕ_s	157.3度
自由振荡频率	Q_x/Q_y	6.18/7.12
自然色品 水平	ξx^c	−11.2
垂直	ξy^c	−17.7
对撞点包络函数 水平	βx^*	1.3m
垂直	βy^*	0.1m
均方根束团自然半长度	σz_1	5.2cm
均方根自然能散	σ_0/E	7.4×10^{-4}
无耦合时的水平发射度	εx_0	0.66mm · mrad
动量压缩因子	α	0.03815
设计耦合系数	K	0.277

二 北京谱仪 (BES)

(1) 引言：根据高能物理现状和对今后五年发展的估计，以

表 VI.1 (b) 储存环磁铁系统理论参数

元件种类		元件数目	磁长度 (m)	强度	束流清晰区尺寸 水平×垂直 (mm×mm)
主二极磁铁	B	40	1.6	9.028kG	98×52
低场二极磁铁	BL	4	0.5	4.514kG	65×32
插入四极磁铁	Q_1 Q_2	4 4	0.6 0.6	$1.1836m^{-2}$ $0.8710m^{-2}$	78×108 135×72
四极磁铁		60	0.4	$1.197m^{-2}$	103×54
六极磁铁	SF SD SD_1	16 8 12	0.2 0.2 0.2	$3.947m^{-3}$ $9.295m^{-3}$ $4.250m^{-3}$	99×36 63×51 73×48

表 VI.1 (c) 注入束参数

能量		1.1—2.0GeV
动量分散		±0.6%
发射度	电子 正电子	0.2mm×mrad 2.0mm×mrad

表 VI.1(d) 注入点参数

机器函数	β_x	9.09328m
	α_x	−0.21265
	β_y	12.09033m
	α_y	−0.15678
	D_x	0.0m
	D'_x	0.0
均方根注入束尺寸	$\sigma_x\times\sigma_y$	4.26×4.92mm×mm

下一些方面和课题是值得研究的。

(i) F介子的寻找和研究：DESY 的 DASP 组曾声称找到了F介子，并给出其质量为：$M_F=2.03\pm0.06$GeV，$M_F^*=2.14\pm0.06$GeV，$M_F^*-M_F=0.12\pm0.04$GeV，但未得到其他正、负电子对撞机实验的支持，我们希望在较高亮度下寻找F介子，并研究其性质。

(ii) D介子的研究：D介子的寿命和分支比虽经实验测量，

但还不够仔细，与一些模型预言不相符，拟通过例如 $\psi'(3770)\rightarrow \bar{D}D$ 过程，仔细测量D介子性质。

(iii) 粲重子物理：根据在 SPEAR 上取得的数据 Λ_c 的质量是 2285 ± 6MeV。拟在质心能量 $\sqrt{S}\geqslant 5$GeV 处研究粲重子物理。

(iv) 粲子素和禁闭势的研究：$V(r)=\frac{C}{r}+ar$ 的势能形式，在描述粲子素族的性质方面虽已取得一定的成功，但 $^1p_1$ 态的寻找，η_c η_c' 的进一步研究，以及各能级间跃迁的研究等，还需要作细致的工作。

(v) 胶子球态和四层子态的研究：QCD 理论预言存在一系列胶子球态，实验上看到的 ι(1440MeV, 0^{-+}) 和 θ(1640MeV, 2^{++}) 态可能是胶子球态，通过 J/ψ 粒子的衰变过程，可以研究胶子球态和四层子 ($q\bar{q}q\bar{q}$) 态等问题。

(vi) τ 轻子物理：τ 重轻子衰变方式的研究和 τ 中微子质量的精确测量，都还有许多细致的工作要作。

(vii) R值的精确测量：R值的精确测量可以作为 QCD 的一种检验，值得进行。

为了实现以上所述的可能的物理研究，我们将建造一台立体角接近 4π 的磁谱仪。这台谱仪的主体部分包括：束流管，中心漂移室，主漂移室、飞行时间计数器(桶部和端盖两部分)、簇射计数器(桶部和端盖两部分)、螺旋管线圈磁体、μ 子鉴别器和亮度监测器等。要求谱仪对带电粒子有较好的辨认能力和较好的动量、空间分辨本领。并要求对低能光子具有较高的探测效率和较好的能量、空间分辨本领。

图 VI.3 是谱仪总体结构示意图。表 VI.2 列举了谱仪各部分机械尺寸，表 VI.3 给出谱仪的主要结构特点和性能参数。谱仪沿束流方向(轴向 z)长度为 4.4m，宽度和高度各为 6.9m，总重约 488t。

(2) 束流管

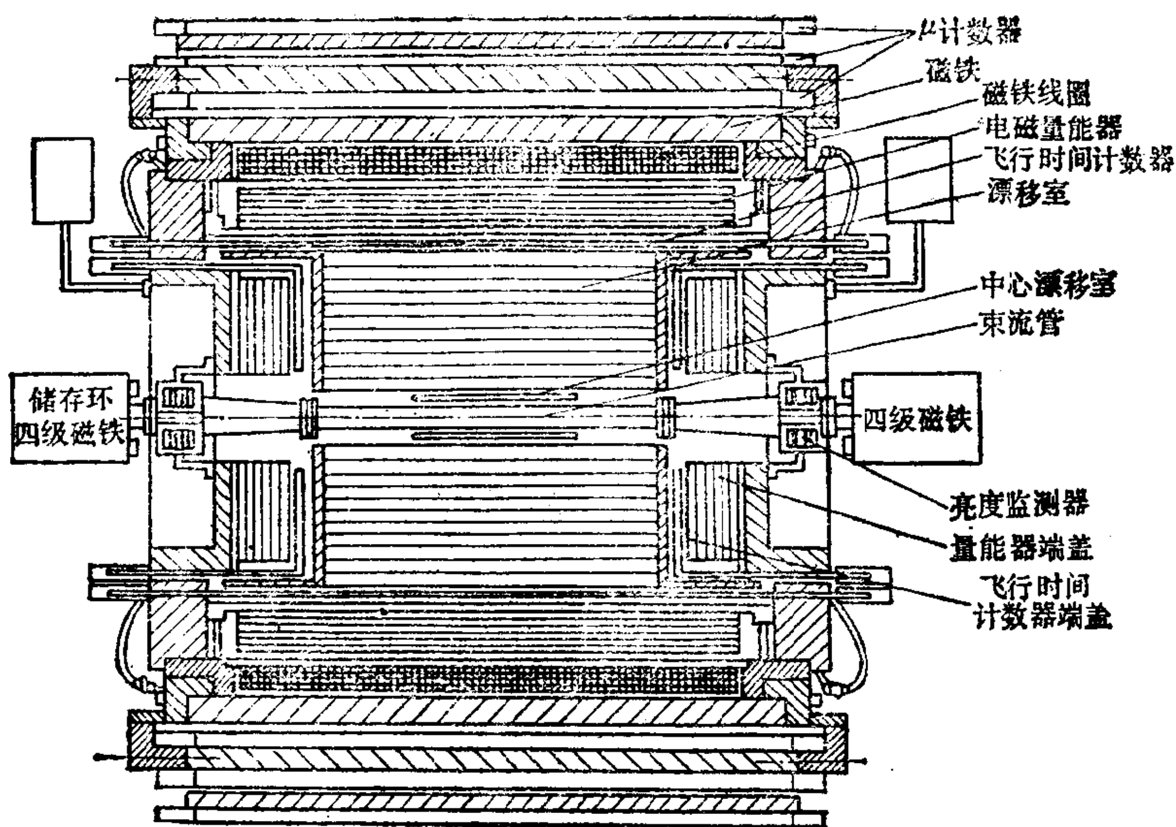


图 VI.3　北京谱仪总体结构示意图

束流管是对撞机储存环真空管道的一部分，也是北京谱仪的一个部件，长4.8m．对束流管的要求是：在保证强度和刚度条件下，对撞段管壁的物质量要尽量少，以减小粒子通过时的多次库仑散射效应．束流管的结构设计还要考虑亮度监测器的要求，提供在25—75mrad 出射粒子能被探测的条件．为减小同步辐射对谱仪内各部件工作的影响，在束流管的延伸段上采用钽片缠绕．

作为束流管最理想的材料是铍．在 SPEAR 上工作的 MARK-III 探测器就采用了厚 2mm 的铍束流管，其质量厚度仅为 4.0×10^{-3}R.L.．根据国内条件，我们采用了 0.3mm 厚的铝管外缠 2mm 厚的碳纤维的设计，碳纤维的作用是增加强度．这种技术在国外已经采用，如 ARGUS．我们束流管物质量的计算值为 10.4×10^{-3} R.L.．经过模型试验，可以达到 1×10^{-9}mm 汞柱静态真空度和强度、刚度要求．

（3）中心漂移室

表 VI.2　对撞机谱仪机械尺寸

部件名称	内径 (R)mm	外径 (R')mm	长度 由对撞点向外mm	间隙 mm
束流管作用区段	75	77	400	
中心漂移室	89	151	560	12
主漂移室	155	1150	1100	4
飞行时间计数器	1157	1207	1420	7
簇射计数器(桶部)	1235	1691	1925	28 20(减 8mm 外包装)
螺旋管线圈	1740	2110	1800	49 25(减水套20)
轭铁(第一层)	2140	2260	2130	30
μ计数器(第一层)	2310	2410	2175 (不算电子学机箱) 2340 (算电子学机箱)	50
轭铁(第二层)	2410	2550	2350	0
μ计数器(第二层)	2550	2650	2350	0
轭铁(第三层)	2700	2840	2200	50
μ计数器(第三层)	2840	2940	2350	0
簇射计数器(端盖)	200	1050	420 (对撞点至第一面1250)	
飞行时间计数器(端盖)	350	1055 (闪烁体)	30 (闪烁体厚度)	(对撞点至第一面1210)

所有尺寸皆为工程尺寸，皆按垂直于束流线的 y 轴方向计算

中心漂移室长 1.1m，紧贴束流管，由四层双场丝单元的圆柱结构室组成。立体角覆盖为96%，沿 ϕ 向每层分 48 个单元，相邻层的单元作半宽错开以提供左右分辨，阳极丝为直径 57μm 的不锈钢丝，作 ϕ、z 两维读出。z 位置的测量由电荷分配法得到，中心漂移室的径向空间分辨 $\sigma_x \simeq 150\mu$m，z 向分辨率 $\sigma_z \simeq 1$cm。中心漂移室和主漂移室相对独立，可以分别装卸。

(4) 圆柱型主漂移室

表 VI.3　北京谱仪主要部件特性

部　件	结构特点	性　能
束流管	0.3mm厚铝管外缠 2.0mm 厚碳纤维塑料加固	质量厚度$10.4\times10^{-3}R.L.$，真空度1×10^{-9}mmHg
中心漂移室	4层双场丝单元圆柱室，径迹沿径向作 4 次测量，电荷分配法读 z	立体角96%，空间分辨 $\sigma_X\approx150\mu$m，$\sigma_Z\approx1$cm
主漂移室	10层多灵敏丝单元圆柱室，径迹和 dE/dX 沿径向作40次测量(4次/层)，斜丝法读Z	立体角(第 2 层)96%，空间分辨 $\sigma_X\leqq200\mu$m，$\sigma_Z\approx n$mm，动量分辨 $(\sigma_p/p)_{sp}\approx0.7\%p$，$(\sigma_p/p)_{ns}\approx1.2\%$，$dE/dX$ 分辨 $\sigma_E/E\approx8.1\%$
飞行时间计数器	桶部48块NE110(5cm厚)，两个端盖各 24块 NE 102A (2.5cm厚)	立体角合计95%，时间分辨桶部 $\sigma_t\approx200$ps 端盖 $\sigma_t\approx300$ps
簇射计数器	桶部、端盖两部分，SQS模式气体取样型	立体角合计94%，能量分辨 $\sigma_E/E\approx15\%/\sqrt{E}$
螺线管线圈磁体	常规型	4.5—5.0KG，径迹区均匀度≦2%，磁场测量精度≦0.2%
μ子鉴别器	3层⌀50方管排列；SQS放电模式	鉴别μ子范围≧500MeV

为了重建反应次级粒子群的不变质量，以便寻找 D，F，Λ_c 等粒子，要求重建反应的遍举终态，为此主漂移室应具备如下指标：

(i) 尽可能大的探测带电粒子的立体角．

(ii) 高的径迹测量效率．

(iii) 好的空间分辨和动量分辨，配合 $\frac{dE}{dx}$ 及飞行时间测量达到粒子鉴别和好的质量分辨．由于粒子的动量较低，动量分辨将由多次库伦散射决定．

(iv) 好的 $\frac{dE}{dx}$ 测量能力，有效地鉴别粒子．

(v) 提供强的图形识别能力，产生高质量的离线分析信息．

(vi) 长的工作寿命。

图 VI.4 中给出主漂移室示意图. 表 VI.4 中给出主漂移室部分参数. 主室内径为 31cm, 外径为 2.3 m, 实际长度 2.2m, 有效丝长度 2.12m, 外筒总长度 3.38m. 它由十个同心单元层组成, 包括 5 个轴向丝层和 5 个斜丝层 (层内所有丝同轴之间成一定角度). 每层包括 48—108 个单元,总计单元数 702 个. 每个单元包括 4 根信号丝(也称灵敏丝). 穿过整个室的粒子沿径向对径迹位置和 dE/dx 作 40 次测量, 总计信号丝数 2808 根,总丝数 19380 根. 图 VI.5(a) 给出主漂移室各种丝的布局.

主漂移室采用多信号丝单元结构,见图VI.5(b)每个单元沿径向 R 排列 4 根信号丝,用来测量漂移时间(位置)和幅度 (dE/dx). 信号丝的径向间距为 1cm, 它们从单元的中心丝平面依次向两边位移 350μm, 从而在单元内解决径迹的左右分辨问题.

为使边缘信号丝得到同中心信号丝有相同的增益和电场环境,在中心丝平面的每一端,分别加 1 或 2 根保护丝(第 I—III 层

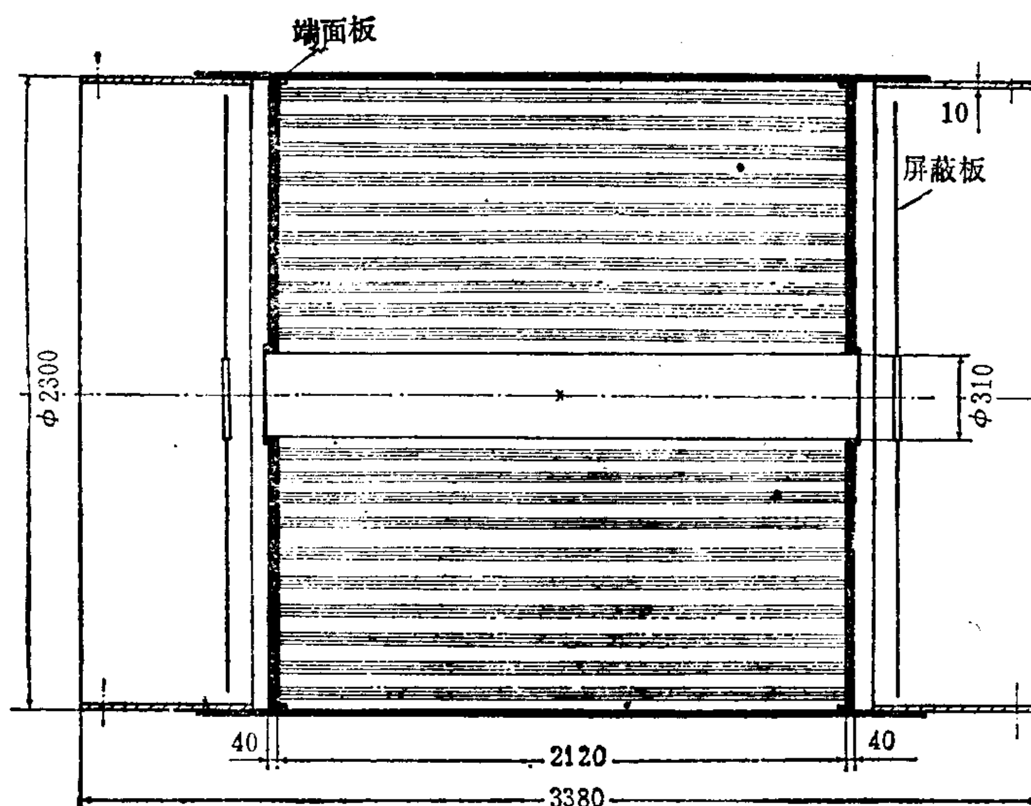
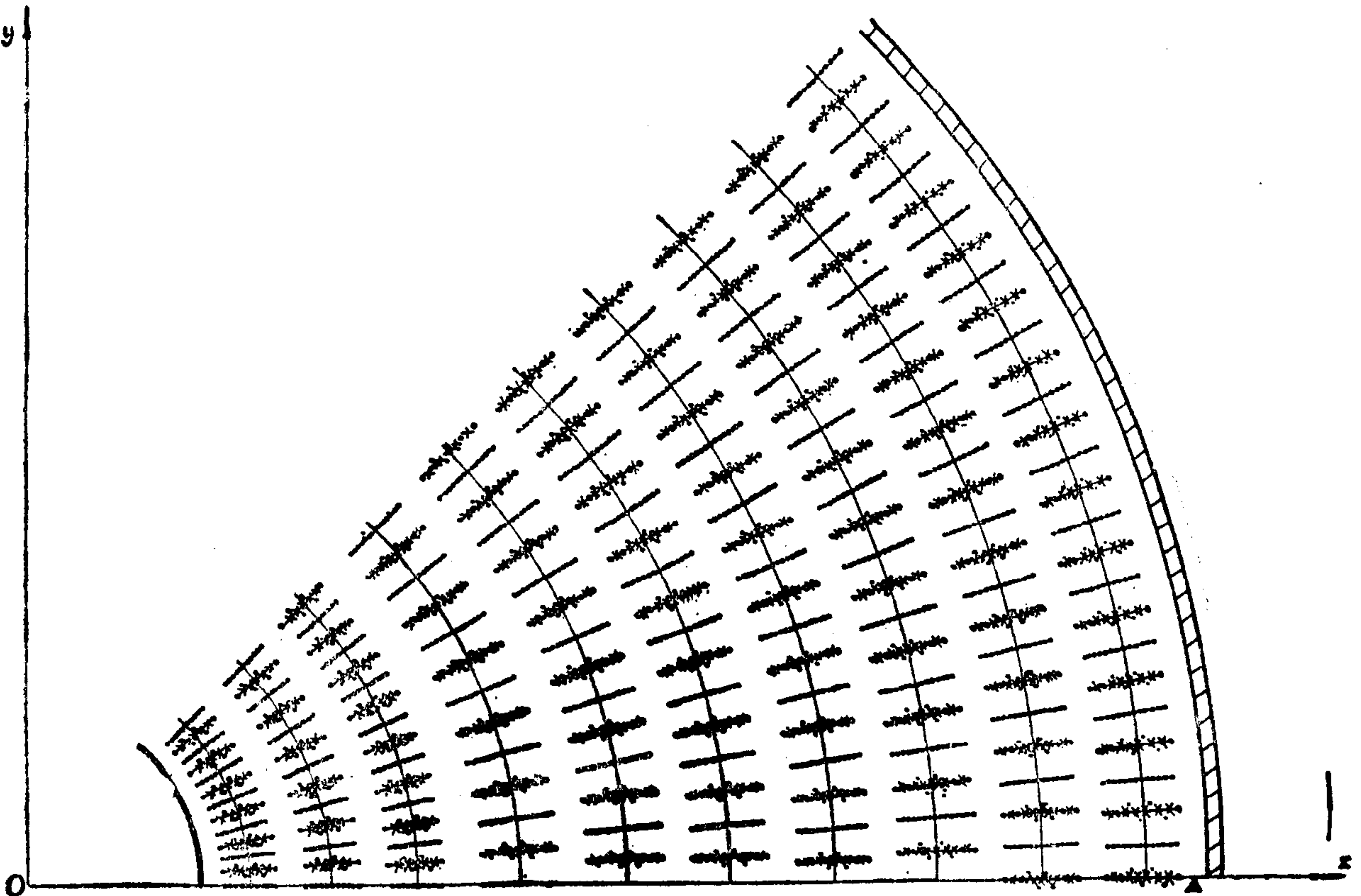


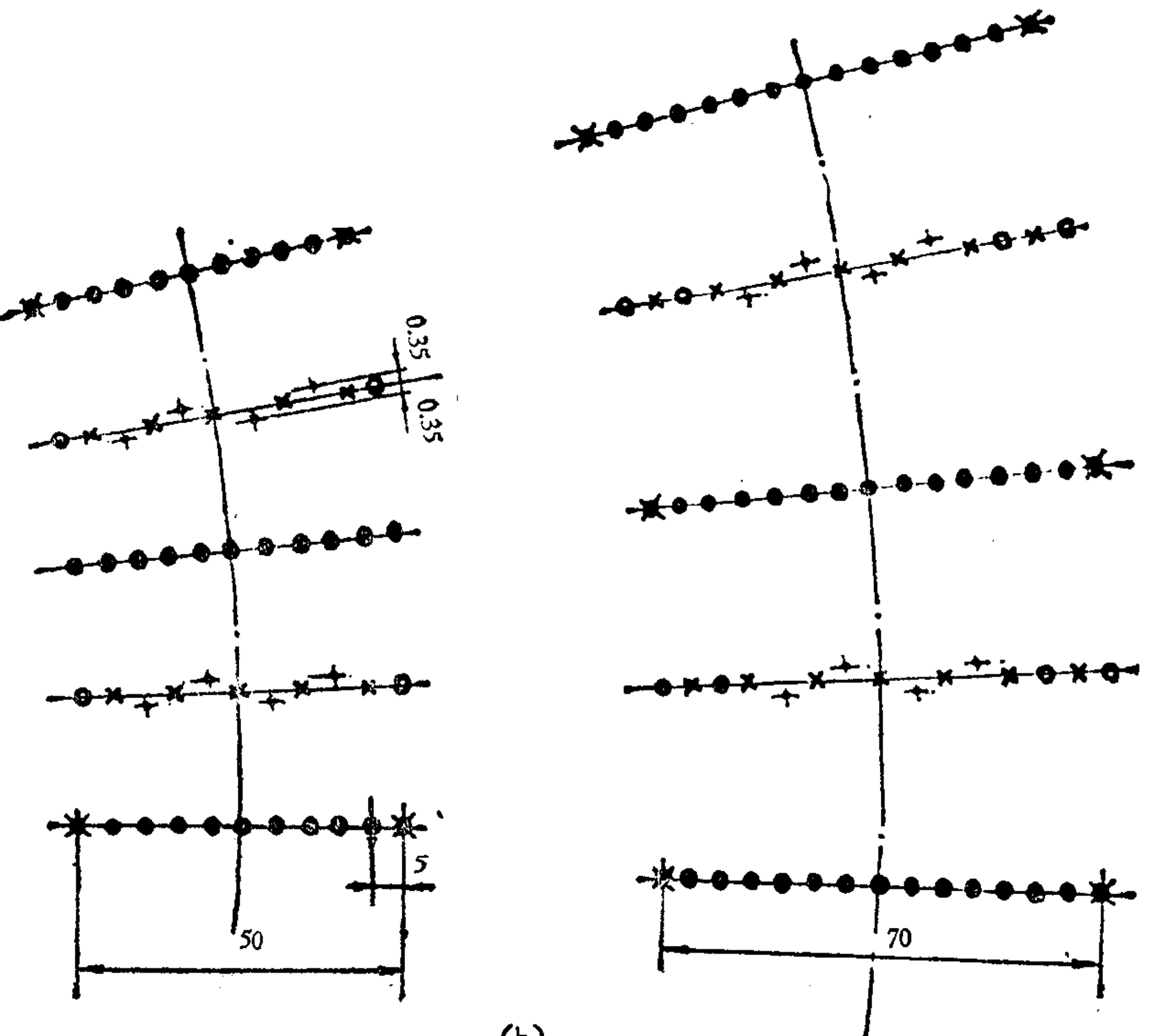
图 VI.4 主漂移室示意图

表 VI.4 北京谱仪主漂移室有关丝参数

层号	单元室数	单元室对应中心角	R_{ϕ}(mm)	信号丝数	电位丝数	保护丝数	电场丝数	丝数总计	斜丝角	斜丝端板相错单元数	斜丝中点下凹值(mm)
I	48	7.5°	215	192	240	96	528 (内有粗丝96)	1056	−2.266°	3	4.131
II	48	7.5°	295	192	240	96	528 (…96)	1056	0		
III	60	6°	375	240	300	120	660 (…120)	1320	+3.16765°	3	4.617
IV	48	7.5°	475	192	336	192	720 (…96)	1440	0		
V	58	6.2069°	575	232	406	232	870 (…116)	1740	−5.0154°	3	7.575
VI	68	5.294°	675	272	476	272	1020 (…136)	2040	0		
VII	78	4.6154°	775	312	546	312	1170 (…156)	2340	+5.03636°	3	5.651
VIII	88	4.0909°	875	352	616	352	1320 (…176)	2640	0		
IX	98	3.6735°	975	392	686	392	1470 (…196)	2940	−5.04744° (−6.70847)	3 (4)	4.505 (8.005)
X	108	3.3333°	1075	432	648	324	1404 (…216)	2808	0		
合计	702			2808	4494	2388	9690 (…1404)	19380			



(a)



(b)

图 VI.5 (a) 主漂移室各种丝的布局 (b) 主漂移室多信号丝单元结构

注: (b) 图上面是主漂移室第 IV 层， 下面是主漂移室第 III 层

信号丝＋ $\phi 30\mu m$ 镀金钨丝 电位丝× $\phi 100\mu m$ 镀金铍铜丝保护丝○ $\phi 100\mu m$ 镀金铍铜丝电场丝● $\varnothing 178\mu m$ 镀金铍铜丝 粗场丝✱ $\phi 220\mu m$ 镀金铍铜丝

单元为 1 根，第 IV—V 层为 2 根)，它们不作位移，具有同信号丝相近的电位. 由于只起补偿电场的作用而不读出信号，因此可具有较粗的直径.

在信号丝和保护丝之间加入电位丝，这样不仅可以减小信号丝之间的串扰和信号丝的静电偏离，而且可以有效地控制信号丝上的增益. 电位丝的使用允许增益和漂移电场分别由电位丝电压和电场丝电压独立调节，因此可以使电子漂移速度 V_{DR} 达到饱和与减小磁偏转角 α_{DR} 需要高漂移场，dE/dx 测量又需要增益不能过高的两种要求同时满足.

电场丝平面构成单元的边界. 电场丝间距为 5mm，和信号丝、保护丝及电位丝一一对应. 电场丝到信号丝的距离为电子最大漂移距离，称为单元的半宽. 由于单元为楔形，单元的标称半宽指单元中心处电场丝与信号丝的距离. 第 I 层单元的半宽为 1.4 cm，第 II、III 层为 1.9cm，第 IV—V 层为 3.1cm.

多信号丝单元中采用各种丝的参数见表 VI.5.信号丝为 30μm 的镀金钨丝，加张力 100g，再在丝中心给出 77μm 的重力挠度. 保护丝和电位丝均为 100μm 铍铜丝，张力约 500g，给出同信号丝相近的挠度. 电场丝为 178μm 的铍铜丝，张力 500g，中心挠度 229 μm. 由于电场丝以集体效应通过电场成形间接影响空间分辨，这样大的挠度是允许的，为减小边缘电场丝处的电场过高，避免其表面放电，采用了更粗的铍铜丝 (220μm).

各种丝的工作电压由静电学计算给出. 信号丝为零电平，保护丝约为 —(200—300)V，电位丝约为 1.5kV，电场丝约为 —(4.0—4.5)kV (内三层低一些).

多信号丝单元的优点是:

(i) 单元内的电场分布非常均匀 (只在近丝处急剧增加)，使线性的 s-t 关系相当准确，从而加速图形识别与径迹拟合过程，大大减少校正工作量，得到好的空间分辨率和均匀的 dE/dx 取样区域.

(ii) 在寻迹以前，利用信号丝位移关系解决左右分辨，可以在

表 VI.5 主漂移室各种丝的参数

丝种类	材料*	直径 (μm)	线密度** (g/mm)	张力 (g)	挠度 (μm)
灵敏丝	W	30	$4.34\pi\times10^{-6}$	100	77
电位丝	Be-Cu	100	$20.5\pi\times10^{-6}$	500	72
保护丝	Be-Cu	100	$20.5\pi\times10^{-6}$	500	72
电场丝	Be-Cu	178	$65.0\pi\times10^{-6}$	500	229
粗场丝	Be-Cu	220	$99.2\pi\times10^{-6}$	500	292

* 所有丝的表面镀金

** 计算值

径迹识别时加快寻迹过程.

(iii) 每个单元内 4 根信号丝信号时间的相关性,可在图形识别以前有效地排除某些本底和干扰,包括多脉冲,由 δ 射线产生的极差测量点,单次轫致辐射转换和穿过单元边界造成的乱点等.这一特性对多软光子或中子的环境特别有用,它们给出大量的单丝击中,但很少可靠的 4 丝击中.

(iv) 在每个单元中可以计算径迹参数,即在原点 ϕ_0 处的方位和动量 p, 然后把同一径迹击中的各个单元联系起来.

多丝单元的一个缺点是,一根信号丝上的雪崩过程在邻丝上产生感应脉冲,在作 dE/dx 测量时影响精度. 这个问题可以采用在信号丝间加补偿电阻网络的方法解决.

在轴向漂移室中测量 z 坐标有两种标准方法:轴丝上的电荷分配法和立体信号信息计算法(又叫斜丝法),但在选定增益时两者有矛盾. 电荷分配法的优点是,其信息经快速处理可以用于在线事例选择. 斜丝法对增益要求与 dE/dx 测量兼容,并能给出更好的测量精度.

从图形识别和径迹拟合两方面考虑,选择轴丝层和斜丝层各占 50% 是最好的. 我们第 I 层即选为斜丝层,是为了测量小出射角度粒子的 z 坐标. 在数据处理中要求中心漂移室最外层轴丝的电荷分配信息相配合. 第 II 层为轴丝层,以后各层依次按斜层、轴层交替排列. 斜层中所有丝的倾角在同一层内相同,不同层从

内向外依次按正、负倾角排列. 正倾角指相对轴向正 ϕ 向偏离，负倾角指负 ϕ 向偏离. 倾角范围 2°—6°，这些值的选择考虑了既保证 z 向分辨，同时避免斜丝双曲面对邻层电场产生过大的干扰.

确定每层单元数时，尽可能考虑各层单元宽度的一致性. 按数据分析要求每层单元数为 2 的整方次最好. 我们选定前 4 层单元数分别为 48、48、60 和 48，以后每层依次递增 10 个单元，第X层为 108 个单元.

关于丝层沿方位角的错开，我们按触发要求，主漂移室最内 4 层的信息参与触发过程，它们的单元数允许排成 30° 循环的形式，从第V层起以后各层不参与触发，尽量作到无序排列，以满足改进分辨的要求. 由于各层单元数的差别，我们在各层起点选择一定错开，然后由单元数控制排列，自然地形成无序交错的情况.

为了测量带电粒子的动量，主漂移室工作在轴向磁场中，具有横动量 $p_\perp$ 的粒子，在室 R-ϕ 平面内的偏转满足

$$p_\perp = 3 \times 10^{-2} Bz\rho(\text{GeV}),$$

其中 B 为磁场强度 (kG)，z 为粒子电荷数，ρ 为径迹的曲率半径 (m). 粒子不能射出主漂移室而在其中作迴旋运动的临界动量为

$$p_{\perp\min} = 3 \times 10^{-2} BzR/2,$$

其中室的半径 $R = 1.15$m, 室内磁场强度 $B = 4.5$—5kG, 在 $B = 5$kG 时，$p_{\perp\min} = 86.3$MeV.

为了避免径迹拟合过程过多的校正，设计径迹区内的磁场不均匀度为 ≤2%. 要求磁场测量误差 ≤5%. 要求漂移室在磁铁中安装精度为 x、y 方向 0.5mm, z 方向 1mm, 两轴平行度 (ϕ, θ)0.1°.

漂移室工作气体选用 $Ar/CO_2/CH_4 = 89\%/10\%/1\%$ 的混合气体，其主要参数是

气体放大系数	较高
饱和漂移速度 V_{DR}	≈5cm/μs
临界电场强度 E_c	≈700V/cm
磁偏转角 α_{DR}	≈17°($B = 4.51$kG)

扩散系数 D $\approx 100\mu m/\sqrt{cm}$

最可几能损 dE/dx $\approx 1.37 keV/cm$

寿命 极长

设计预期，漂移室空间分辨率 $\sigma_x \leqslant 200\mu m$，小立体角方法可以给出 $\sigma_z \lesssim 1cm$. 主漂移室对于一条径迹给出 40 次击中，在磁场强度 $B = 4.5kG$ 动量 1GeV 时的动量分辨 $(\sigma_p/p)_{ch} \simeq 0.7\%$. 在终态粒子能量低的情况下，多次库伦散射是影响动量分辨的主要因素. 对于室内约 0.8×10^{-2}R.L. 物质量，多次散射的贡献 $(\sigma_p/p)_{MS} \simeq 1.2\%$. 40 次带电粒子能量损失取样将给出 FWHM$\simeq$ 8.1% 的能量分辨.

(5) 飞行时间计数器

漂移室之外为飞行时间计数器，其作用为：鉴别带电粒子 ($e^{\pm}$, $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$, p, $\bar{p}$ 等)，提供触发信号以及排除宇宙线. 它由圆桶和端盖两部分组成.

(i) 圆桶部分 (TOFA). 圆桶内径为 $R = 1.157m$，由 48 个计数器组成，每块闪烁体尺寸皆为 $16.1\times284\times5cm^3$ (如图 VI.7)，闪烁体将选用 NE110，考虑到它有较好的发光效率(蒽的 60%)，较短的光衰变时间 (3.3ns)和长的本征衰减长度 (4m). 光导将选用国产二号有机玻璃，按 Monte-Carlo 计算形状 (鱼尾形)加工. 闪烁体两端、经光导接光电倍增管，光电倍增管将采用 XP2020 型(有效直径 4.4cm，上升时间 $1.5\mu s$，单光电子传输时间涨落 $\sigma=$ 250ps). 我们期望每一个计数器的时间分辨率做到 200ps 或稍好 ($\sigma_t \leqslant 200ps$)，圆桶部分将覆盖 $80\%4\pi$ 主体角.

(ii) 端盖部分 (TOFB). 端盖两端各有 24 个计数器，尺寸如图 VI.8 所示. 闪烁体将采用 NE102A，厚 2.5cm，光电倍增管将采用 XP2020，时间分辨争取作到 200ps，端盖部分将覆盖 $16\%4\pi$ 立体角.

增加端盖飞行时间计数器除了可增加接收度，使事例分析更加完整外，还将对由漂移室小角度 dE/dx 取样次数减少而引起粒子分辨能力的减弱，起一些补偿作用.

对 $\sigma_t = 200$ps，π/K 分辨动量可达 1.07GeV，K/P 分辨动量可达 1.78GeV（$2\sigma_t$ 水平）。考虑到零时讯号的时间分辨 σ_{t0}，则飞行时间系统总的时间分辨率 σ_T 有

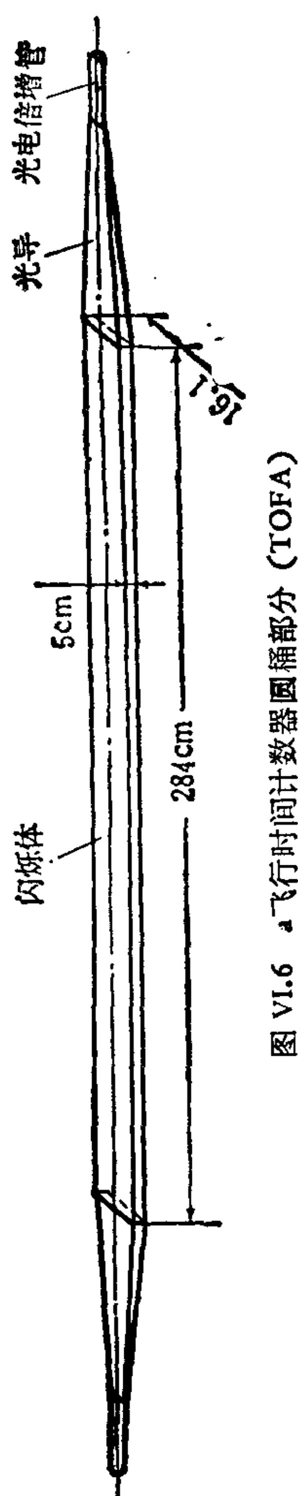


图 VI.6 a 飞行时间计数器圆桶部分（TOFA）

$$\sigma_T = \sqrt{\sigma_{t_0}^2 + \sigma_t^2}.$$

零时讯号通常从对撞束给出，其时间分辨由束团的直线展宽 σ_z 给出：$\sigma_{t_0} = \frac{\sigma_z}{\sqrt{2}\,c}$。加速器设计指标为：高频频率 200MHz，$\sigma_z \simeq 5$cm，则 $\sigma_{t_0} = 118$ps。取 $\sigma_t = 200$ps，那么 $\sigma_T = 230$ps，我们希望 σ_z 不要大于 5cm。

(6) 簇射计数器。

由于考虑到探测低能光子，我们把簇射计数器放置在螺旋管线圈以内来降低探测光子的能量下限。计数器系统分为两部分：桶部和两个端盖。桶部长 385cm，内径为 ϕ24.7 cm，外径为 ϕ338.2cm。每一端盖由四部分组成，端盖外径约 200cm，中间开一 ϕ40cm 圆孔容纳束流管道。整个系统的覆盖立体角为 4π 的 94%。为达到质量重建，簇射计数器要具有良好的位置分辨和能量分辨，我们采用自猝灭流光（SQS）气体取样型计数器。

桶部由 24 层间隔为 1cm 的 Al-0.1 R. L. Pb-Al 板制圆桶组成，每层包括 560 个小室。室间用工字铝型材隔开。中心丝用直径为 100μm 的不锈钢丝，z 方向的位置由电荷分配法决定，这部分的主要参数由表VI.4给出。能量分辨和位置分辨分别期望为 $16\%/\sqrt{E}$ 和 5mm。

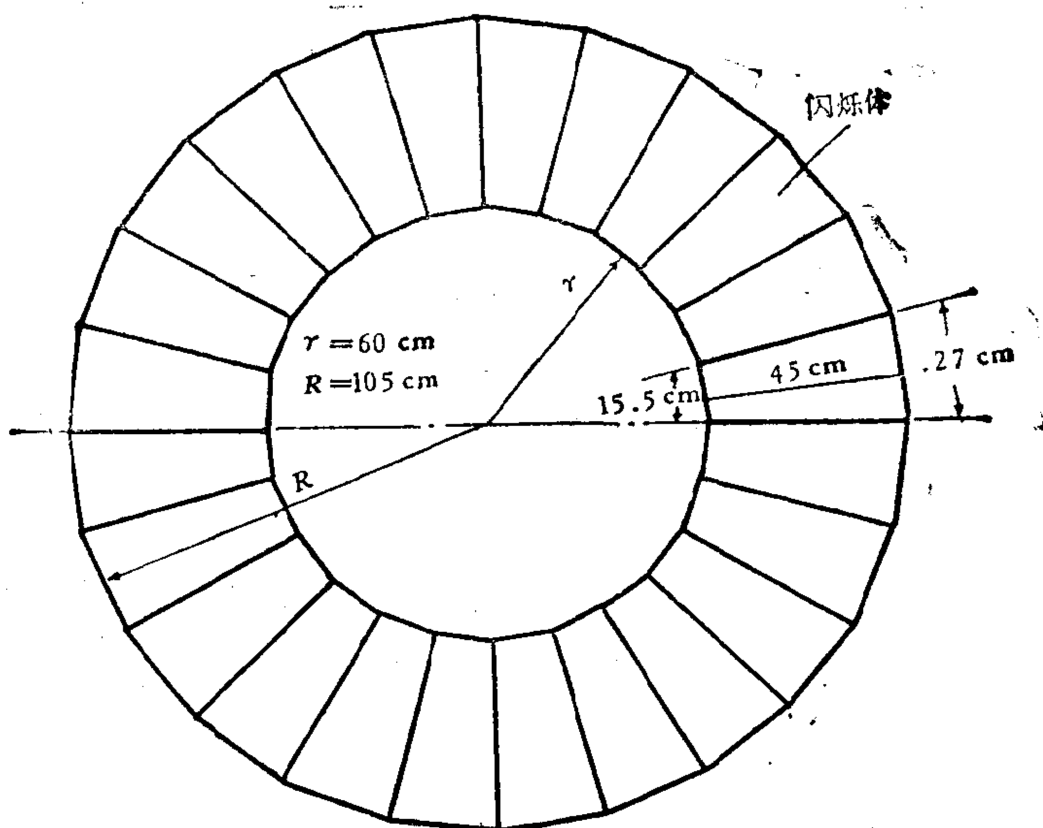


图 VI.7 b飞行时间计数器端盖部分（TOFB）

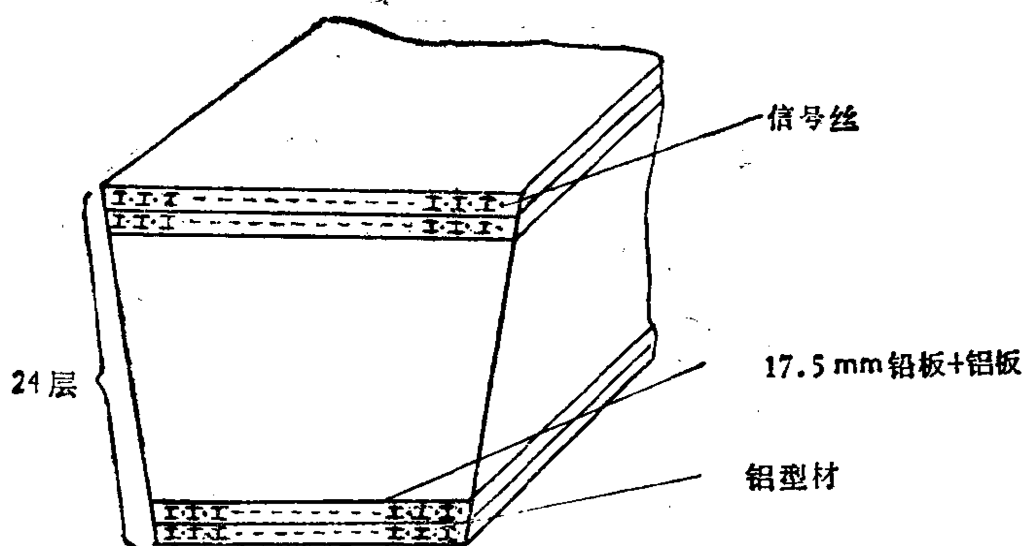


图 VI.8 簇射计数器

表 VI.6 SQS 气体取样簇射计数器的主要参数

最内层小室的宽度	1.3cm
最外层小室的宽度	1.7cm
气体层厚度	1.3cm
层数	24

铝板厚	0.06cm
铅板厚	0.28cm
丝直径	100μm

(7) μ 子鉴别器。

μ 子鉴别器由 μ 子计数器和强子过滤器构成，采用气体正比计数管作为 μ 子计数器。用四管一组的组合管，每个管有 5×6cm 方形截面，壁厚约 2mm。阳极丝直径为 47μm，z 向位置用电荷分配法读出，所有计数管都跟束流管道平行。

强子过滤器由簇射计数器、磁体线圈和两层轭铁所构成。轭铁之外，另外一层厚 140mm 的铁吸收体，在轭铁的两面各安装一组 μ 子计数器。

(8) 磁体。

使用一个磁场为四千五百高斯的常规螺旋管磁体，长 3.60 m，线圈内壁有水套，水套内径ϕ3.75m，线圈外径 ϕ4.22m，轭铁作磁通的回路，同时也是强子的吸收体，轭铁两层分别厚为 120，140mm，磁体电流约 4000A，功率约 1 MW，磁体总重量约 400 吨。

(9) 亮度监测器。

亮度监测器由两个单元组成，紧靠着束流管道安装，距离对撞点约 2m。每一个单元含有两个长方形闪烁计数器和厚度为 13 个辐射长度的簇射计器数。簇射计数器由铅片和闪烁体交替重叠构成，闪烁体的上下两边连接波移片，靠波移片收集闪烁光，然后连接到光电倍加管。

(10) 电子学系统

谱仪的电子学系统包括下列部分 (图 VI.9)

(i) 探测器数据读出：探测器数据读出将基本上采用模拟总线概念和多路开关式模数变换技术。从探测器来的事例信号经放大或甄别和时辐变换后被取样并保存在模拟量存贮元件上，等待触发判选电路作出判决。假如该事例被触发判选电路所拒绝，这个信息将尽快地被消除。假如该事例被接受，这个信息将变换成数字形式，最好先经预处理，然后存到缓冲器去。 最后，这些

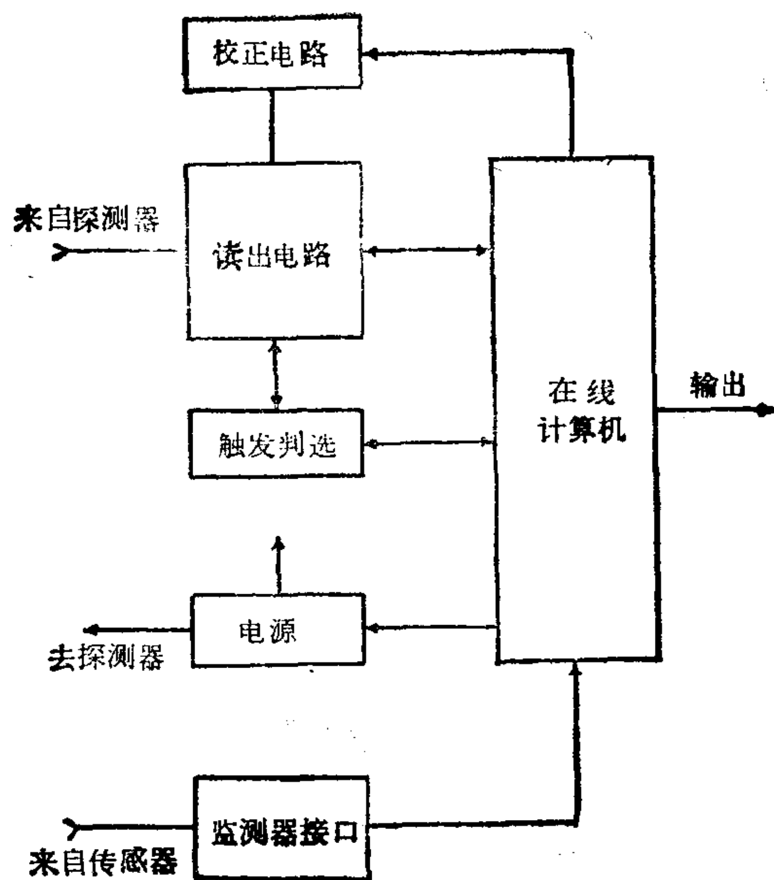


图 VI.9　谱仪电子学系统图

探测器信号的数据经 CAMAC 接口读入在线计算机，读出电路的框图如图 VI.10 所示. 由于多次命中事例的几率是低的，将不用多次命中插件.

为了检验探测器以及为了使整个系统造价较低而又保持好的性能，将提供在线校正电路.

要设计两种高压电源，给丝室及光电倍增管供电.

(ii) 触发判选：触发判选电路的设计很大程度上依赖于物理上的考虑. 可以主要地采用下述方法以减少本底事例率.

窄的选通脉冲以剔除大部分宇宙线本底.

希望的径迹数.

横向动量切割.

为了进一步降低本底事例，可以再用下述几种可供选择的方法：

从飞行时间计数器来的时间信息.

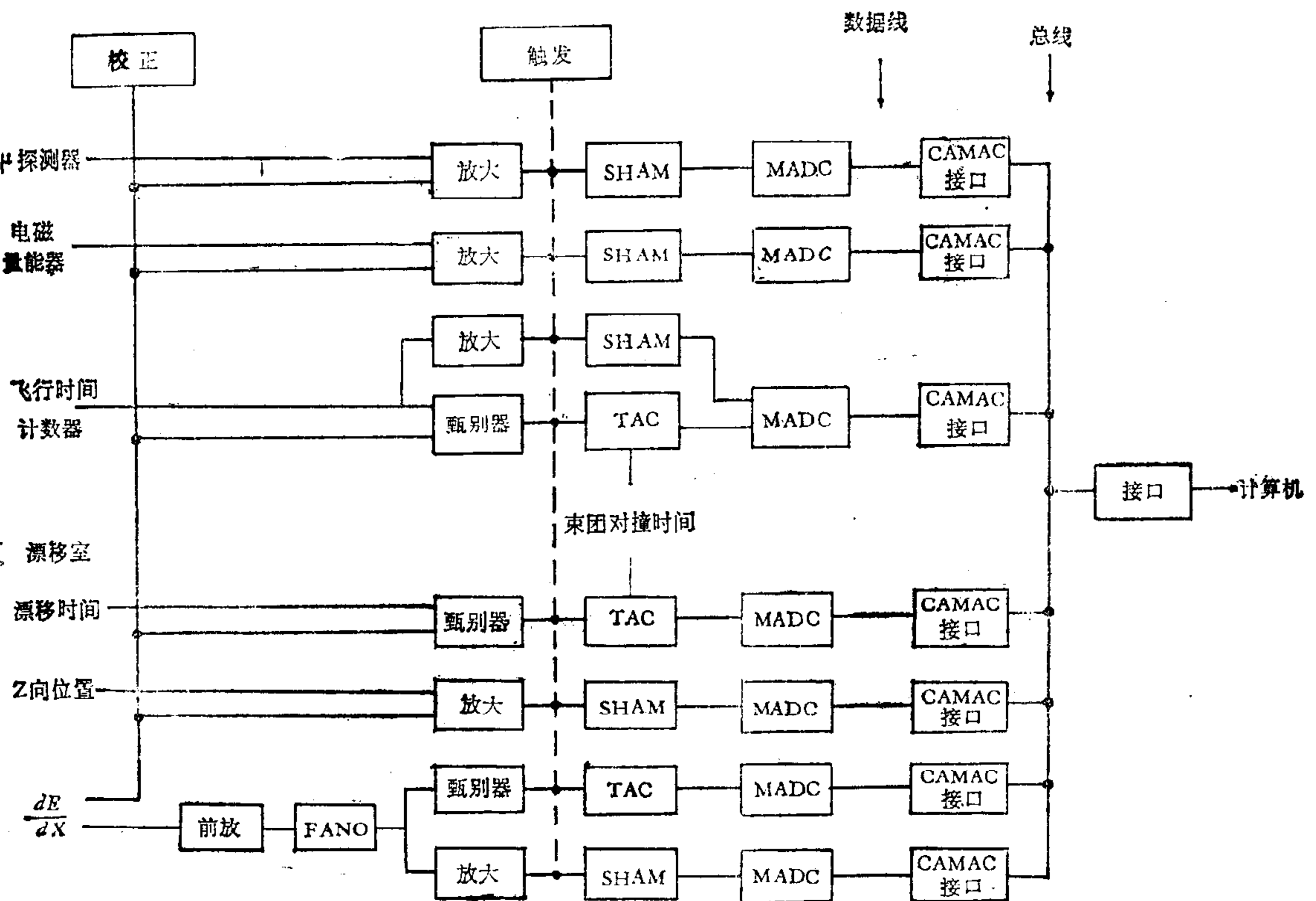


图 VI.10 谱仪线路方框图

从簇射计数器来的沉积能量信号作中性触发.

$r-z$ 面上的径迹投影是否通过束团对撞区.

和通常做法一样，触发判选电路将分成几级以得到较小的死时间损失以及合理的记磁带事例率.

(iii) 条件参数监测：电压、温度、压强、磁场等条件参量信号将从各种传感器获得，并送入监测电路. 条件参量监测电路将设计成独立系统. 在需要时,它可以和主计算机通信.

(11) 计算机

(i) 在线计算机：整个在线计算机系统将使用一台 VAX11/780(或相近性能的其它机型)和一台 LSI-11/23. 由 VAX11/780 来完成数据收集和记人磁带;由 LSI-11/23 来完成系统监督和控制.

物理估计的事例率为约 1—3 事例/秒；平均每次事例需读入并记录的数据约 3 千字节,在这种条件下,数据读入和记录只占用 *cpu* 时间的很小一部分,90% 以上的 *cpu* 时间可用于支持直方图处理,在线事例选择,在线数据分析与数据压缩.

在事例选择与在线事例分析二任务不过分繁重的情况下，仅一台VAX-11/780计算机实际已能承担所有的在线任务,包括系统的监督与控制,在线程序的设计应该考虑到这点,尽量使包括监督与控制任务在内的系统有可能在单独一台 VAX-11/780内运行.

在线计算机系统的配置与构成如图 VI.11 所示.VAX-11/780 通过 UNIBUS 与 CAMAC 驱动器连接. CAMAC 驱动器(例如 JORWAY411,或任何其它具有 DMA 字组传送能力的驱动器),驱动两个系统机箱：*1 机箱专门面向探测器系统的读出,经由此机箱可扩展出若干分支. *2 机箱专门面向系统的监督与控制.

LSI-11/23 与 VAX-11/780 之间设置速度约为 500kbytes/s 的数据通道. *2 机箱与 LSI-11/23 之间的连接，通过辅助机箱控制器.

(ii) 数据处理与离线计算机

数据处理与中心计算机系统的建立可分两个阶段考虑:

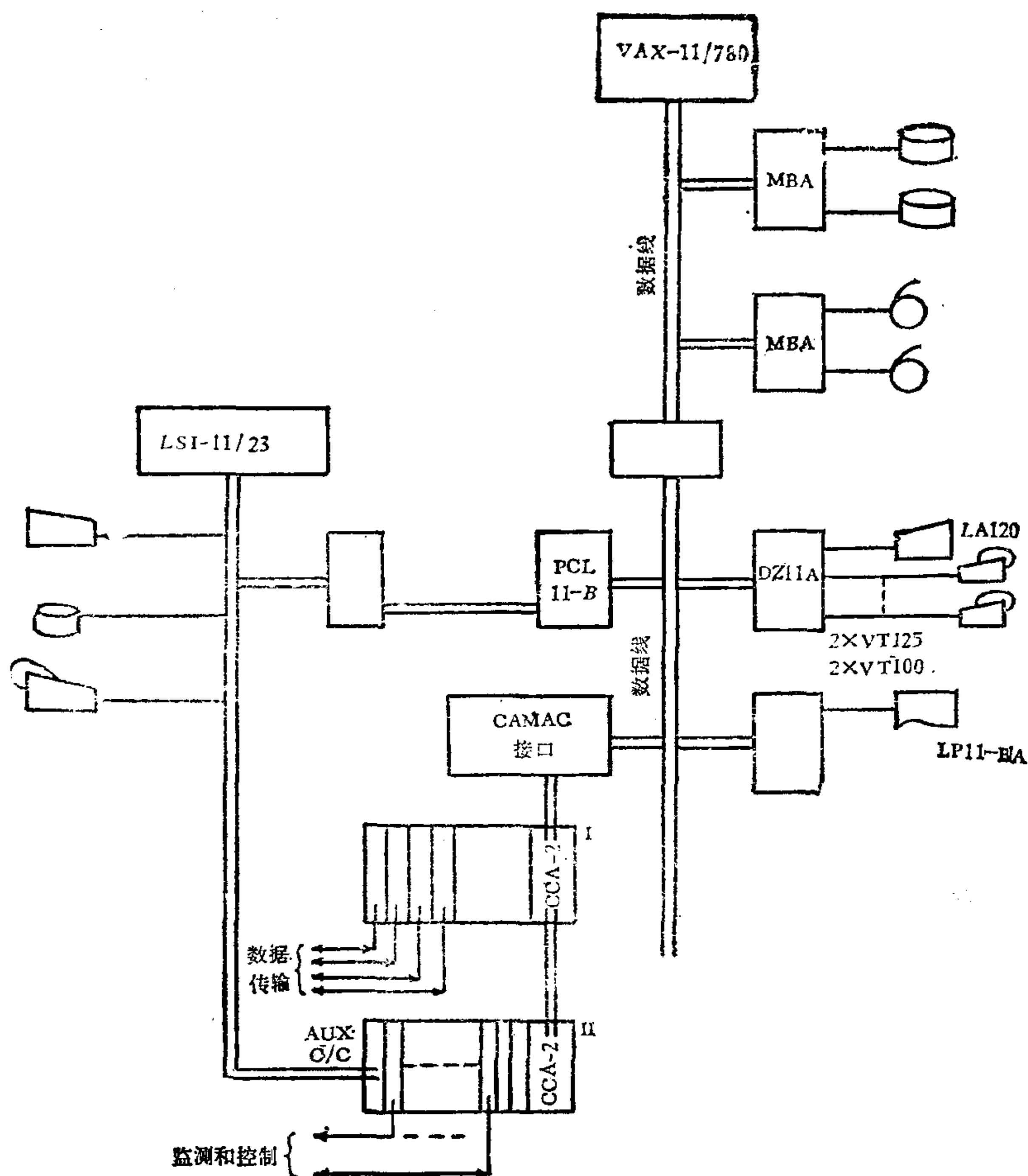


图 VI.11　谱仪在线系统框图

对撞机建成之前：本阶段需在计算机进行的工作有：

物理实验的设计与模拟，包括各种 Monte-Carlo 模型的建立，探测器结构、安排和接收度计算，实验事例率和本底率的估算等.

针对未来的对撞机，建立物理数据分析所需的程序库；建立完整的离线分析程序；在可能的条件下，利用国外某些实验取得的数

据带，开展数据分析工作，以便了解和掌握离线数据分析方法。

为了适应这一阶段工作的需要，建议 1983 年引进一台 VAX11/780，并于 1985 年把它发展成双处理机系统。

对撞机建成之后，预计将持续开展实验数据分析。如果实验取得的事例率估计为 1—3 事例/秒，则一年大约可记录 10^7 事例。为了处理如此大量的数据，需要更强能力的计算机，建议 1986 年着手建立新的系统，以期在对撞机建成，物理实验开始取得数据时，能及时满足处理实验数据的需要。

参 考 资 料

[1] 中国科学院高能物理研究所，22/28 亿电子伏北京正负电子对撞机初步设计提要，1982 年 12 月.

[2] 谢家麟，对撞机原理和北京正负电子对撞机，高能物理，4，1 (1982).

[3] 潘惠宝，正负电子对撞机的注入器——电子直线加速器，高能物理，4，4 (1982).

[4] 冯宝树、梁岫如，北京正负电子对撞机贮存环，高能物理，4，7 (1982).

[5] 章乃森，正负电子对撞机谱仪，高能物理，4，10 (1982).

VII. 中国科技大学国家同步辐射实验室和北京正负电子对撞机同步辐射实验区

(一) 国家同步辐射实验室[1][2]

1978 年初开始筹建，经过预制研究，1983 年国家决定在中国科技大学(合肥)建设同步辐射实验室，是国家级的共用实验室。

1. 概述

合肥国家同步辐射实验室目前在建设的同步辐射光源，本体是一台 800MeV (8 亿电子伏) 电子储存环。其偏转磁铁场强 12kG，同步辐射特征波长为 $\lambda_c = 24$ Å，可用波段由 5 Å 直至远红外线。以一台 200MeV 的电子直线加速器作为储存环的注入器，直线加速器的束流还可引至核物理实验大厅供核物理和其他研究之用。图 VII.1 给出这台加速器和其实验区布局。

这台同步辐射光源的设计亮度达 10^{15} 光子/s·(mm)^2·(mrad)^2·1% 带宽。与类似的非专用光源比较，亮度高两个数

量级，光源截面小两个数量级．这台光源上安置聚频磁铁(*undulator*)后，在60Å—300Å波段内可产生亮度达10^{16}光子/s·$(mm)^2$·$(mrad)^2$·1%带宽的准单色光(式中s为秒)．

这台光源提供的同步光波段很有利于软X射线光刻，可在储存环中设扰动磁铁，使离光源十米远的硅片上得到数十毫米的垂直曝光高度．根据用户要求，可对光源某些特性作特殊调整，如改变光脉冲的长度和时间间隔，以满足某些荧光寿命和时间分辨光谱研究的要求；可将电子能量降低到200MeV以下，以适应自由电子激光器的研究等等．

这台光源建成后，充分利用时，可以在十二块偏转磁铁及插入部件上引出四十多条分光束线建立实验站，进行各种类型的实验工作．

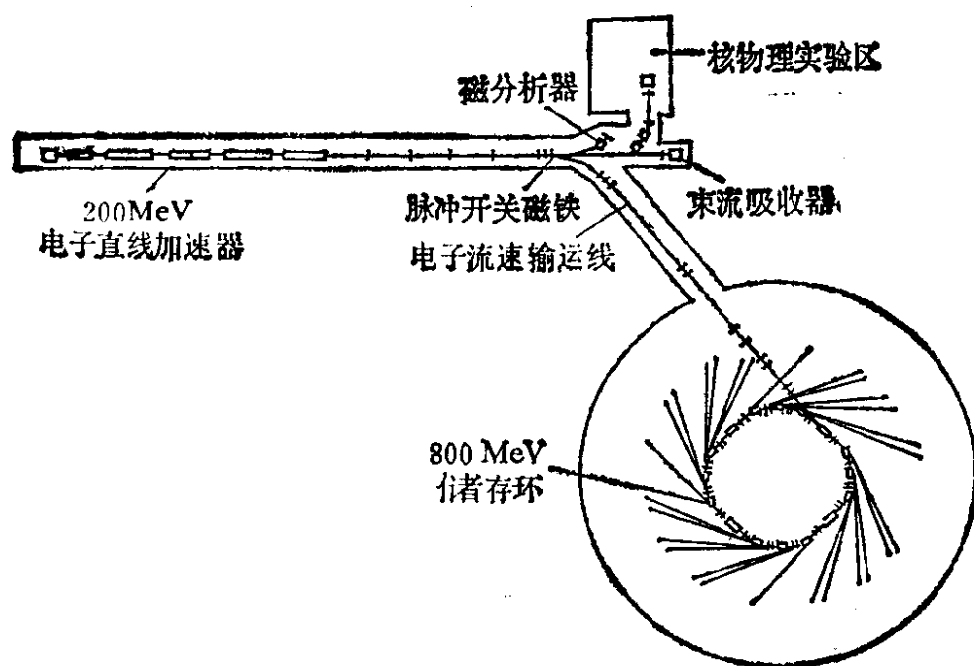


图 VII.1　合肥同步辐射装置总体布局图

2.200MeV 电子直线加速器全长35m，建在半地下通道中．由五只15MW速调管向九个3m长的均匀加速节及聚束器，预聚束器提供频率为2856MHz的行波电磁场以加速从电子枪射出的电子束流．

电子直线加速器的基本参数为

电子能量	200MeV
脉冲流强	50mA
脉冲宽度	0.2—1μs 可调（环全部束团工作时注入及核物理用）3—4ns（环单束团工作时注入用）
重复频率	50pps
	1 次/3.5s(作注入器时)
束流能散	～±1%
微波频率	2856MHz
速调管输出功率	15MW
速调管数量	5
基波场强（P_i=7MW 时）	120kV/cm
场强衰减系数 α	0.178/m
单个加速管长度	3.14m
加速管数量	9
加速管真空度	5×10^{-7}Torr(无束流)
	1×10^{-6}Torr(有束流)
全长	35.128m

束流输运系统包括三条束流输运线，它们把束流从直线加速器出口分别传输到储存环注入口，能谱分析靶，核物理实验区和束流垃圾箱。其中由直线加速器到储存环的这一条束流传输线是最主要的，全长 88m。

3.800 MeV 电子储存环

图 VII.2 中给出储存环的平面布置，它采用分离作用强聚焦结构，由 12 块偏转磁铁（ρ = 2.22m，B = 12kG）和 32 块四极磁铁分别实现束流的偏转和聚焦。环周长为 66m，从直线加速器经输运线传输来的电子束经多次注入积累到一定流强，然后慢加速到 800MeV 储存运行．当电子轨道在环中被弯转时，发出同步辐射光（λ_c = 24 Å）．每块偏转磁铁所在的直空室开 120mrad 和 85mrad 两个窗口，引出两条光束线，从安装在三个长直线段中的

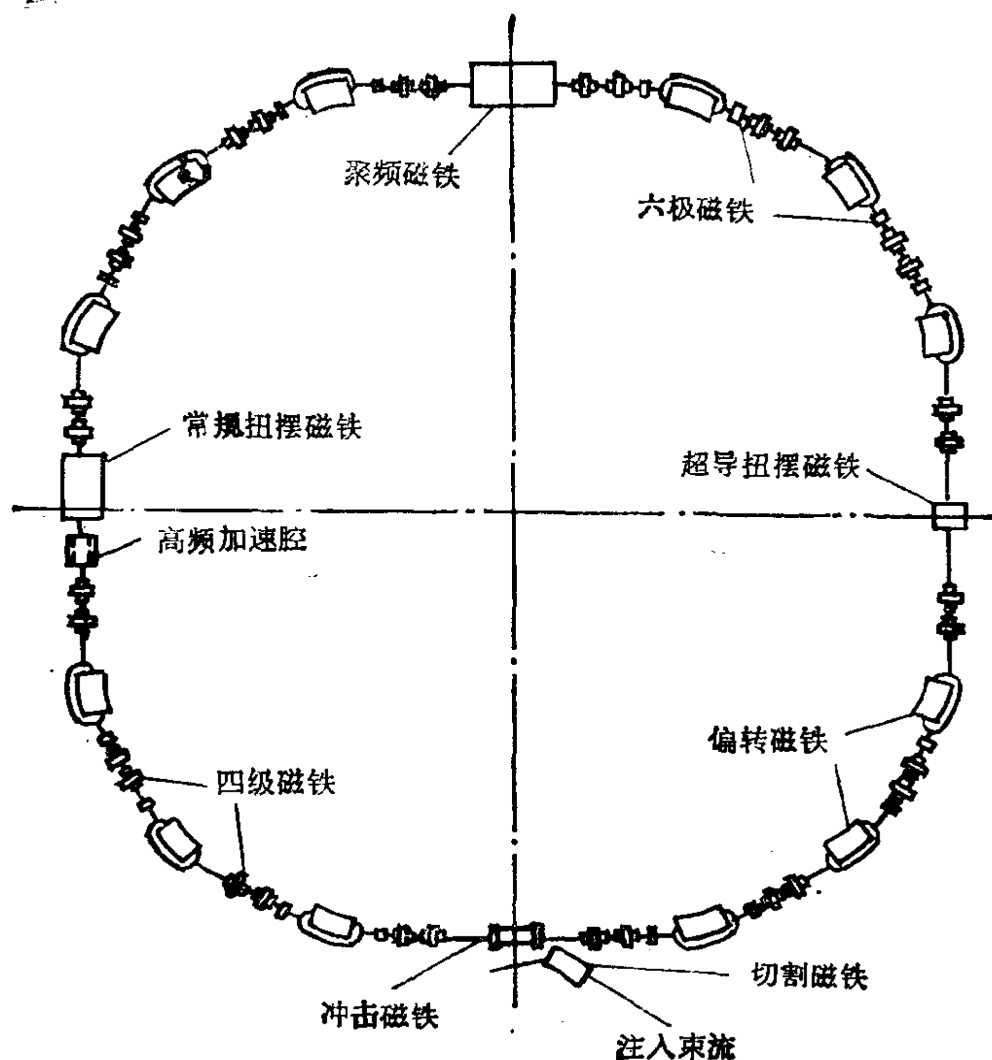


图 VII.2　800MeV 电子储存环的平面布置

插入部件还可引出三条光束线，共 27 条. 每条光束线还可分为两条分光束线，其尾端将分别建立实验站. 实验站分布在环的四周，和环同在一个大厅内，大厅直径 50m. 储存环中心偏离大厅中心 1.5m，使可容纳不同长度的光束线(如图 VII.3).

800MeV 电子储存环基本参数:

电子能量	800MeV
平均流强	100—300mA
储存电子数	$1.47\sim4.41\times10^{11}$
电子每圈辐射能量	16.3keV
总辐射功率	4.89kW

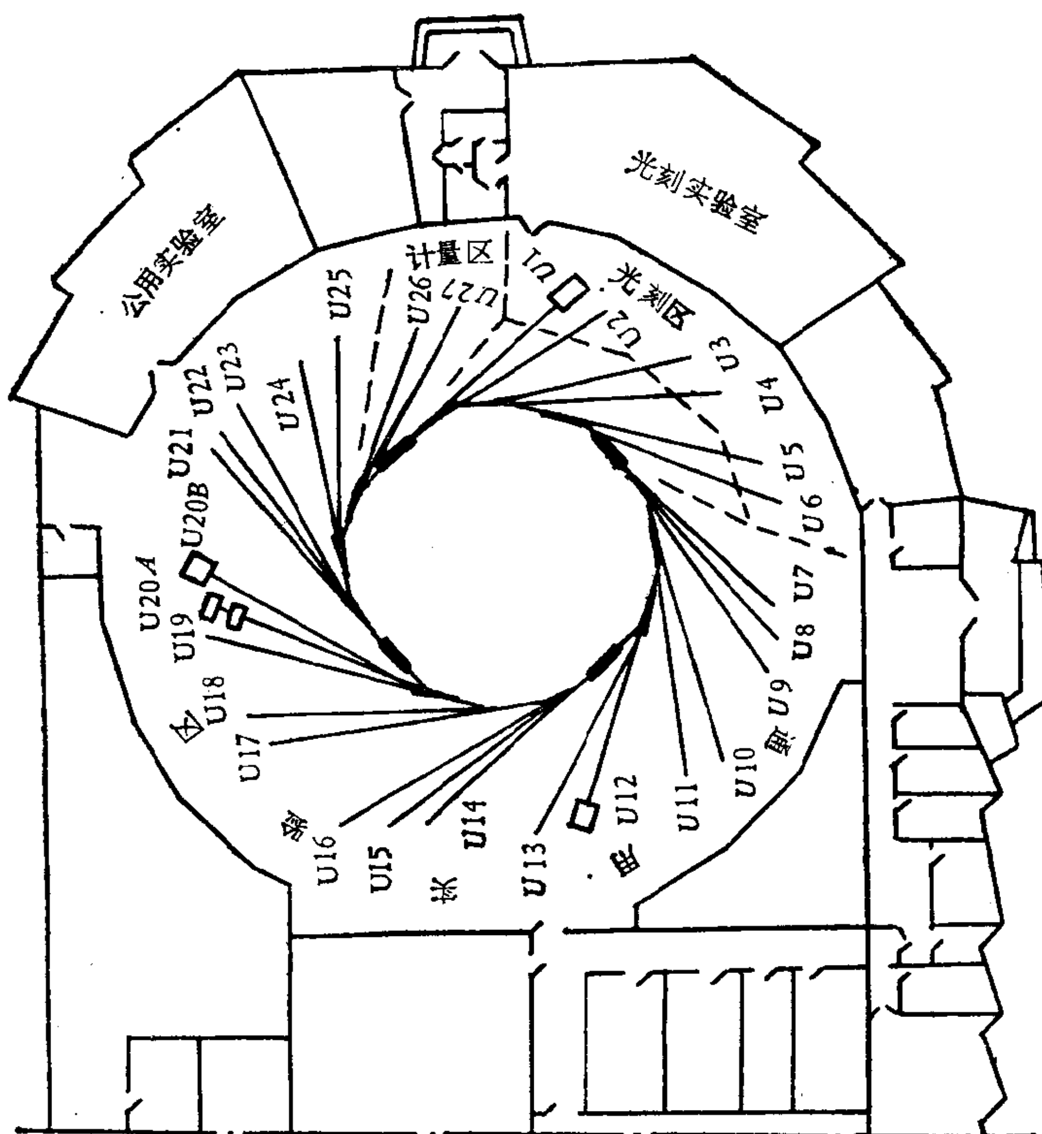


图 VII.3　国家同步辐射实验室实验区布局图

同步辐射特征波长（λ_c）　24 Å

光源亮度（$\lambda = \lambda_c$ 时），单位为：　光子/s · (mm)^2 · (mrad)^2 · 1% 带宽

高亮度　　$Br_1 = 7.6 \times 10^{15}$

　　　　　$Br_2 = 1.3 \times 10^{15}$

通用　　　$B'_{r1} = 5.3 \times 10^{13}$

　　　　　$B'r_2 = 8.6 \times 10^{13}$

光源垂直方向半张角（$\lambda = \lambda_c$）

高亮度　　$\sigma'_s y_1 = 0.250$mrad　$\sigma'_s y_2 = 0.364$mrad

通用　　　$\sigma'_s y_1 = 0.261$mrad　$\sigma'_s y_2 = 0.432$mrad

全环周长　　66.1308m
平均半径　　10.525m
电子迴旋率　　4.5333MHz
高频频率　　204.0MHz
真空度　　10^{-9}—10^{-10}Torr

4. 光束线

第一阶段先建造两条真空紫外（VUV）光束线和两条软X射线光束线. 图 VII.3 及表 1 中给出了光束线及实验区布局.

表 VII.1　国家同步辐射实验室实验区布局

	通用实验区	光刻实验区	计量实验区
偏转磁铁(块)	8	3	1
常规扭摆磁铁(块)	1	0	0
超导扭摆磁铁(块)	1	0	0
聚频磁铁即波荡器(块)	1	0	0
光束线	35	6	2
实验站	35	6	2

(i) VUV 光电子能谱光束线（U20A）

主要参数为

波段范围　　60—1200 Å
分辨率　　在 120 Å 附近为 0.2 Å
接收角　　水平方向 20mrad
　　垂直方向 2.5mrad
单色仪输出光通量　　在 $\lambda = 120$ Å 处，2×10^{13} 光子/s.
样品处光斑尺寸　　$1\times1.7\text{mm}^2$
真空度　　1×10^{-9}Torr

(ii) VUV 分时光谱光束线（U20B）

主要参数为

波段范围　　500—3000 Å
分辨率　　在 500 Å 附近为 0.9 Å
接收角　　水平方向 24.8mrad

垂直方向 2.5mrad

单色仪输出光通量　　在 $\lambda = 500$ Å 处 3×10^{12} 光子/s.

样品处光斑尺寸　　$0.18\times3.4mm^2$

真空度　　1×10^{-9}Torr

(iii) 软X射线显微术光束线 (V12)

主要参数为

波段范围　　15—50 Å

典型分辨率　　$\Delta\lambda/\lambda = 1\%$

接收角　　水平方向 0.4mrad

光通量　　$\lambda = 32$ Å,在样品处约 1×10^5 光子/s.

样品处光斑尺寸　　$\phi0.2\mu m$

真空度　　从样品室(大气压)往前端方向逐段提高到 10^{-10}Torr

(iv) 软X射线光刻光束线 (U2)

主要参数为

波段范围　　4—24 Å

接收角　　水平方向约 34mrad

光斑尺寸　　$10\times30mm^2$

光斑均匀性　　±5%

5. 实验站

第一阶段先建设五个实验站:

(i) 光电子能谱实验站,可从事的研究工作有

(a) 半导体和晶体的自由表面研究.

(b) 金属-半导体,半导体-半导体,半导体-绝缘体界面的研究.

(c) 非晶半导体,有机半导体材料的研究.

(d) 多功能光电子能谱的发展研究

(ii) 分时光谱实验站,可从事的研究工作有

(a) 稀土发光材料的能量传递, 非晶态材料与激光材料的荧光寿命测量.

(b) 蛋白质的低温荧光谱、荧光寿命和能量迁移研究。

(c) 固体中的高能元激发态研究。

(iii) 光化学实验站，可从事的研究工作：

(a) 原子、分子的 VUV 吸收谱、荧光光谱。

(b) 高电子激发态分子的化学反应。

(c) 分子离子的反应。

(iv) 软X射线显微术实验站：

主要功能：可进行样品的扫描测量及图象显示。

扫描分辨 0.05μm，每步扫描范围 0.15—1.00μm

扫描图形：100×100 像点。

可从事的研究工作主要是软X射线显微术、轻元素材料的显微分析和微区结构分析(包括生物样品)。还可从事表面广延X射线全息和软X射线光刻掩膜的研究。

(v) 软X射线光刻实验站：

主要用途：

(a) 大规模和超大规模集成电路光刻原理研究。

(b) 计量光栅及其它微细结构元件的光刻研究。

(c) 同步辐射光刻工艺研究。

6. 控制系统

控制系统的设计原则是可靠方便与实用。直线加速器、储存环的运行控制和状态监测由一台 PDP11/45 计算机与多台微机系统组成的分布式控制系统担任。控制系统包括主电源控制、辅电源控制、测温系统、真空监测、时序控制、高频机控制和束流测量接口等分系统，直线加速器、高频机和剂量监测保护。在工程第一阶段采用手动控制，以后逐步微机化。

数据处理由一台 VAX 11/780 计算机系统担任，它与主控机 PDP11/45 之间经过 DMC11 高速 DMA 串行通讯接口相连接。该计算机系统向整个实验室和用户提供编程、程序数据库、资料目录库和计算等多种服务。

光束线和实验站用 LSI 11/23 微机-CAMAC 系统进行控制、

数据采集和处理。

7. 公用设施

国家同步辐射实验室准备有以下公用设施：电力系统、电讯系统、起重运输、热力和冷冻系统、供水、排水系统、供气、消防、接地等.

（二）北京正负电子对撞机同步辐射实验区[3][4][5][9]

高能物理研究所正在兴建的北京正负电子对撞机（BEPC）将既用于高能物理实验研究，也以共生模式或部分专用模式提供由真空紫外至硬X波段的同步辐射光，图 VII.4 给出 BEPC 的总体布局。

1. BEPC 同步辐射光源特性： 根据 BEPC 储存环的设计方案，其设计能量为 2.2GeV，最高能量可达 2.8GeV；电子轨道弯转半径 $\rho = 10.35$m. 在两种工作模式下同步辐射光源的特性参数如下：

(i) 共生模式

电子能量 E	1.6—2.8GeV
特征波长 λ_c	14.1—2.63 Å
电子束流强度 I	37—65mA
辐射功率 P_a	2—34kW
水平方向发射度 ε_x	0.67mm · mrad
均方根束团半长度 σ_z	5.1cm
束流寿命 τ	6—7hr
光源中心亮度 $B(\lambda_c)$	10^{11}—10^{12} 光子/s · (mm)^2(mrad)^2 · 1% 带宽

(ii) 专用模式

电子能量 E	1.1—2.8GeV
特征波长 λ_c	43.7—2.63 Å
电子束流强度 I	150mA
磁场强度 B	3.55—9.03kG

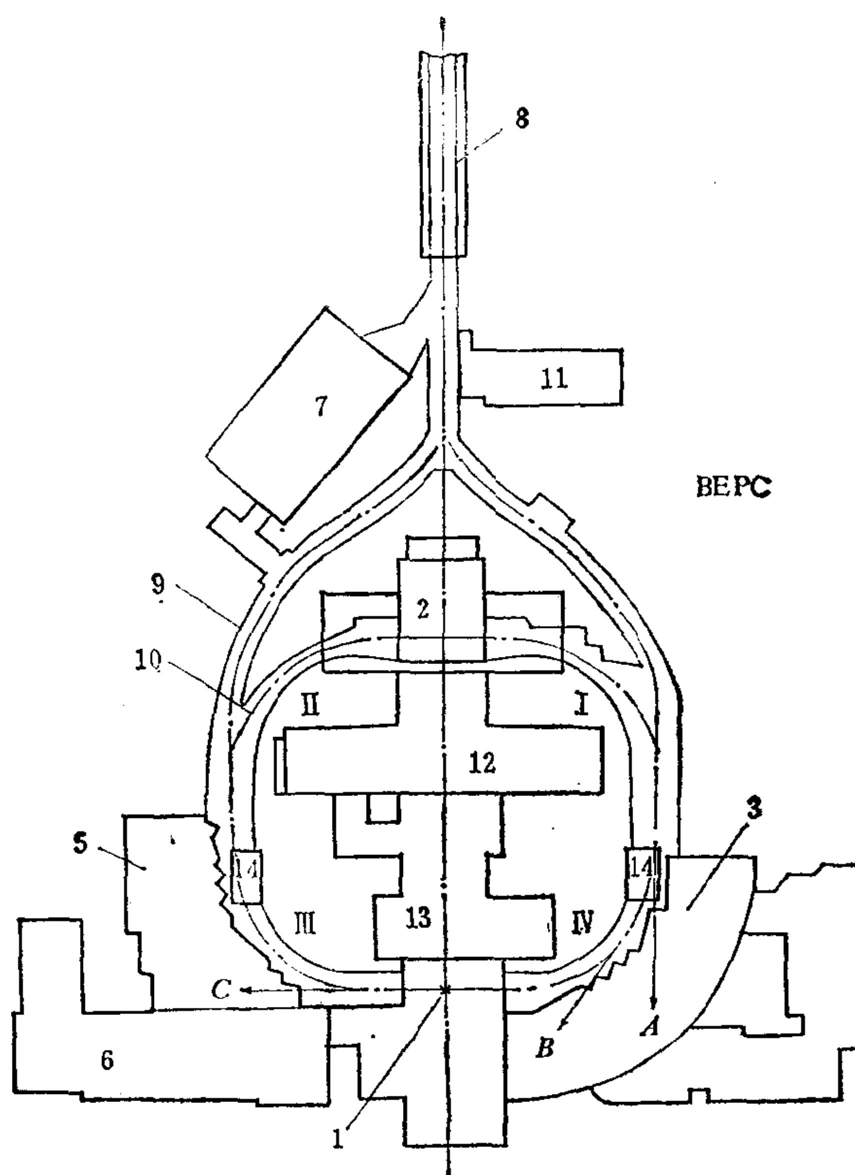
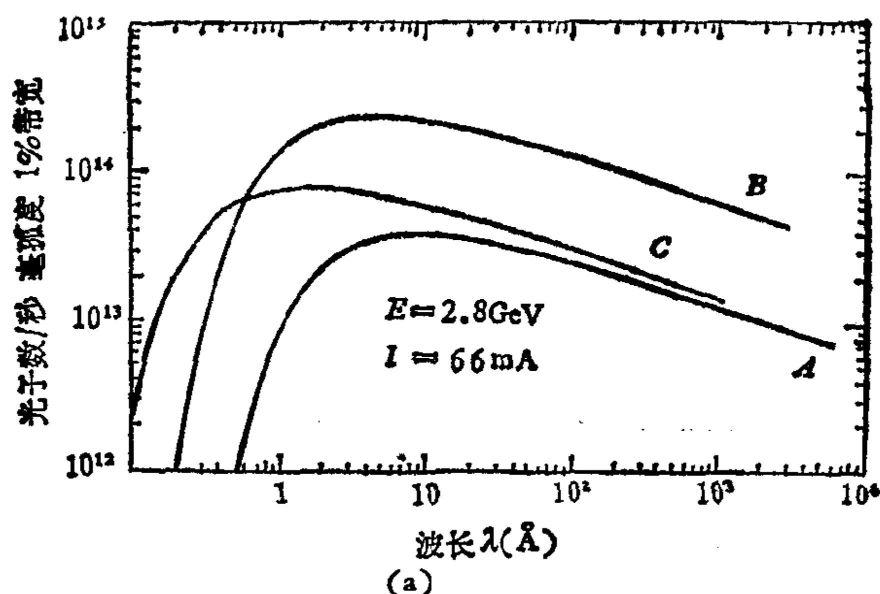
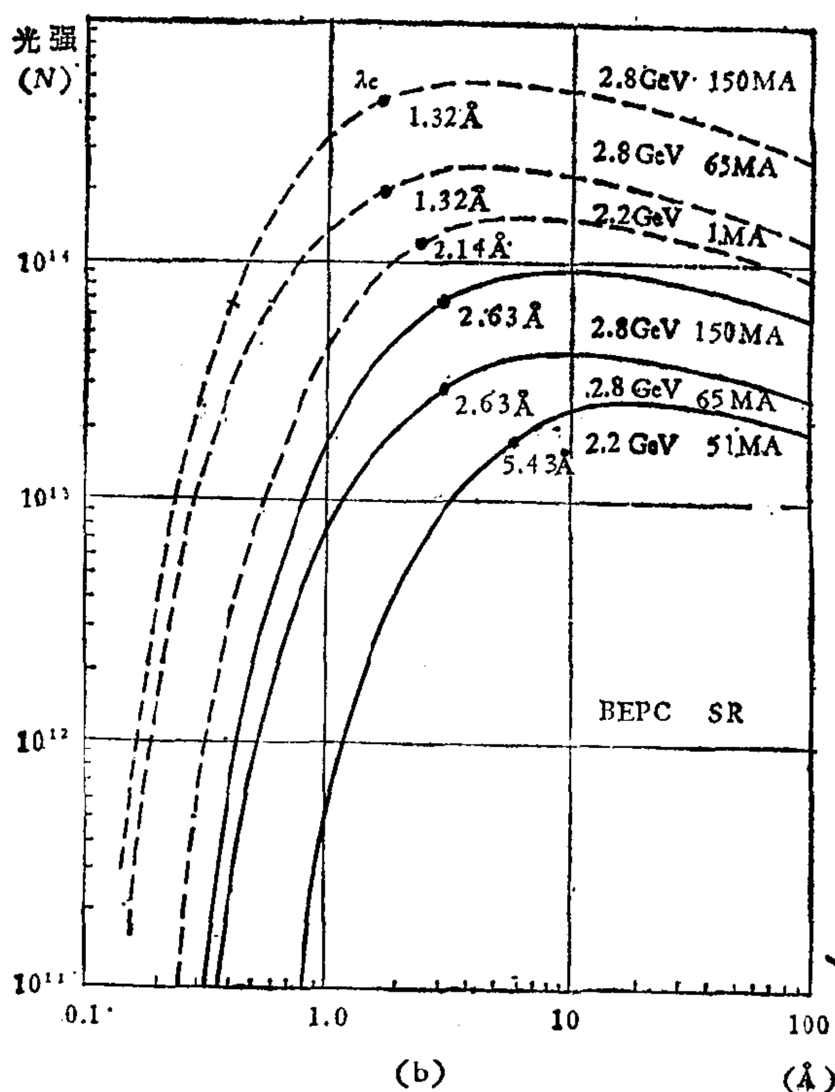


图 VII.4 北京正负电子对撞机总体布局图 1.第一对撞点(北京谱仪装置在这里)，2.第二对撞点，3.同步辐射东实验厅，4.同步辐射东实验楼，5.同步辐射西实验厅，6.同步辐射西实验楼，7.核物理实验厅，8.直线加速器，9.正负电子输运线，10.电子储存环，11.输运线电源厅，12.储存环电源及控制室，13.北京谱仪附属实验室，14.储存环束流同步光测量室

均方根束团半长度 σ_z	1.8—4.6cm
水平方向发射度 ε_x	～0.192mm · mrad
束流寿命 τ	8—7hr
辐射功率 P_a	1.9—78kW
光源中心亮度 $B(\lambda_c)$	$(4.1—4.9)\times 10^{13}$ 光子/s(mm)^2 ·



(a)



(b)

图 VII.5 BEPC 同步光频谱分布

(a) BEPC 工作在 2.8GeV、$I=66$mA 时产生的同步光频谱

A: 常规偏转磁铁 (9kG) 处, B: 常规 Wiggler 磁铁 (18kG, $n=3$) 处, C: 超导 Wiggler 磁铁 (50kG, $n=1$) 处.

(b) BEPC 在不同能量和流强时,产生同步光频谱(纵坐标光强单位与图 VII.5(a) 相同)

虚线: $B=18$kG, $n=6$, 实线: $B=9$kG

$(\text{mrad})^2 \cdot 1\%$ 带宽

BEPC 同步辐射光的频谱分布示于图 VII.5. 图 VII.5(a) 中给出, A: 从常规偏转磁铁 (9kG), B: 从常规 Wiggler 磁铁 (18kG) 和 C: 从超导 Wiggler 磁铁 (50kG) 处引出的同步光频谱. 图 VII.5(b) 中给出 BEPC 储存环在不同能量和流强时, 由偏转磁铁处引出的同步光频谱. 表 VII.2 中给出 BEPC 储存环各弧区每块偏转磁铁处同步光引出参量值.

表 VII.2 BEPC 储存环各弧区每块弯转磁铁处同步光引出参数表

象限	引出磁铁	发射点EP距出口磁场距离 (m)	引出同步光发射角2δ	引出光束最大水平张角	引出通道长度(m)	引出通道口径(mm)
I、III	B_5、B_7	$EP_1=0.817$ $EP_2=1.128$	$2\delta_1=4.53°$ $2\delta_2=6.25°$	$\theta=30$mrad	~4.5	150×8
	B_9	$EP_1=1.020$ $EP_2=1.200$	$2\delta_1=5.67°$ $2\delta_2=6.65°$	$\theta=17$mrad	~4.2	100×8
	B_1、B_2、B_3、B_6、B_8	$EP_1=1.066$ $EP_2=1.200$	$2\delta_1=5.90°$ $2\delta_2=6.65°$	$\theta=13$mrad	~4	70×8
	SR-W_1			$\theta={}^{+15}_{-12}$mrad	~4.5	150×8
	EC-W			$\theta={}^{+9}_{-0}$mrad	~5.8	70×8
II,IV	B_2、B_3、B_4、B_6、B_7、B_8、B_9	$EP_1=0.393$ $EP_2=0.703$	$2\delta_1=2.18°$ $2\delta_2=3.90°$	$\theta=30$mrad	~4.5	150×8
	SR-W_2			$\theta=\pm10$mrad	~5.2	120×8

2. 光束线[6],[7],[8],[10]

按照 BEPC 储存环目前的设计, 可引出 15mrad 以上同步辐射光的偏转磁铁约 30 块 (表 VII.2), 另有 4 个直线节可供安置插入部件使用. 当充分利用 III、IV 两个弧区时,可引出 30 多条分支光束线,根据 BEPC 同步辐射实验区近期建设计划, 先在储存环的 IV 弧区(东实验厅)开发两个窗口,引出四条分支光束线. 在储存环的 III 弧区 (西实验厅) 开发一个窗口, 建设一条分支光束线. 具体安排是: 由 IV 弧区的常规 Wiggler 磁铁 (SRW_2) 引出光束线 BL-1 和 BL-2; 由 IV 弧区第 9 号偏转磁铁 (B9H) 引

出光束线 BL-3 和 BL-4；由 III 弧区第 1 号偏转磁铁（B1H）引出光束线 BL-5. 表 VII.3 给出在 IV SRW_2 和 IV B9H 两个引出窗口中心处电子和光子的发射参数. 其中 σ_x，σ_y 分别表示束团的水平和垂直方向 1σ 长度. σ'_x 和 σ'_y 分别为束流的水平和垂直发射角. IV SRW_2 和 IVB 9H 引出口中心点的电子及光子在 y-y' 相空间的 1σ 发射椭圆示于图 VII.6 和图 VII.7.

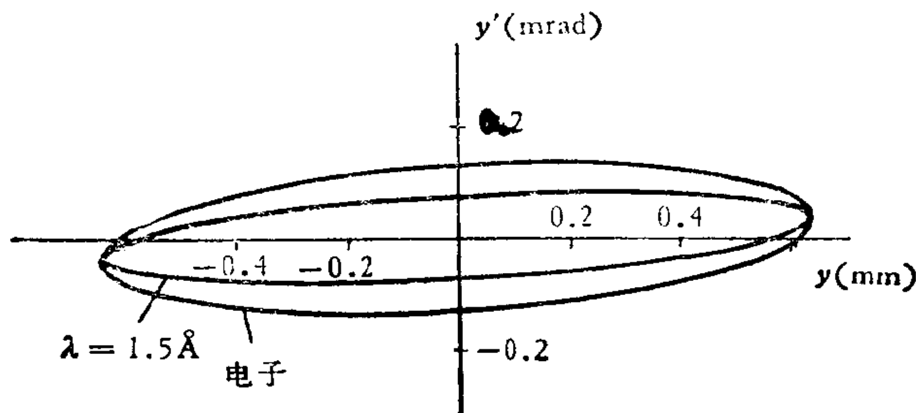


图 VII.6 IV SRW_2 引出口中心点在 y-y' 相空间的发射椭圆

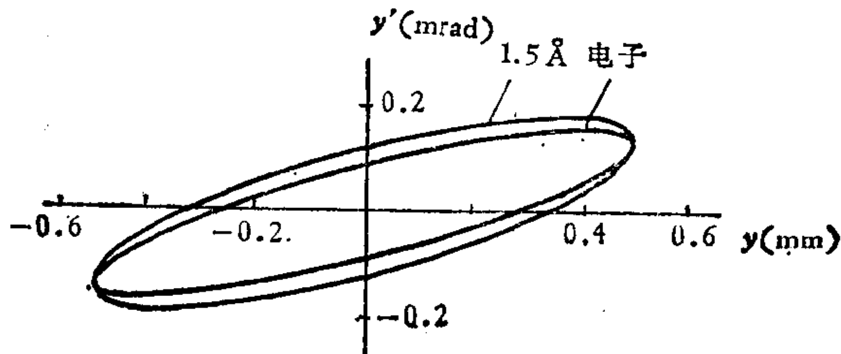


图 VII.7 IV B9H 引出口中心点在 y-y' 相空间的发射椭圆

第一阶段准备建造的分支光束线的性能如下：

(i) 光束线 BL-1：首先提供白光，然后逐步发展为兼容单色实验的光束线.

由分束箱分出水平 0.5mrad，垂直 0.3mrad 的一束光，输送到距光源 30m 处的实验站. 由于经过厚 0.5mm 的铍窗，进入实验样品的光谱将如图 VII.8 实验所示. 实验样品处的光子通量（λ =

表 VII.3 BEPC IV SRW_2 及 IV B9H 光束线引出口中心点的电子和光子的发射参数

磁铁		λ (Å)	σ_x (mm)	σ'_x (mrad)	r_x	σ_y (mm)	σ'_y (mrad)	r_y	备注
IVSRW_2	电子	0	2.4	0.46	0.82	0.46	0.084	−0.47	
	光子	0.37	2.4	0.47	0.82	0.46	0.10	−0.38	
		0.5	2.4	0.47	0.81	0.46	0.11	−0.37	
		1.0	2.4	0.47	0.81	0.46	0.13	−0.32	
		1.32	2.4	0.47	0.80	0.46	0.13	−0.30	
		1.5	2.4	0.47	0.80	0.46	0.14	−0.29	
		2.63	2.4	0.48	0.79	0.46	0.16	−0.24	
		3.5	2.4	0.49	0.78	0.46	0.18	−0.22	
IVB9H	电子	0	2.3	0.58	0.89	0.51	0.17	−0.84	
	光子	0.37	2.3	0.58	0.89	0.51	0.18	−0.81	
		0.5	2.3	0.58	0.89	0.51	0.18	−0.80	
		1.0	2.3	0.58	0.88	0.51	0.18	−0.78	
		1.5	2.3	0.58	0.88	0.51	0.19	−0.76	
		2.63	2.3	0.59	0.87	0.51	0.20	−0.72	
		3.5	2.3	0.59	0.87	0.51	0.21	−0.69	

1.5Å，$E=2.8$GeV 时，1% 带宽)约 6×10^{13} 光子/s.

(ii) 光束线 BL-2：提供不聚焦的单色光. 从分束箱中分出水平约 1mrad，垂直约 0.1mrad 的分光束，经过双平晶单色器分光，光子可调能量范围为 3.5keV—22keV，光斑尺寸约 $2\times20\text{mm}^2$，光子通量（$\lambda=2.6$Å，$E=2.8$GeV，1% 带宽)约 8×10^{10} 光子/s，能量分辨率为 2×10^{-4}.

作为以后的发展计划，在该光束线上将进而采用带有弯晶的晶体单色器，以期得到更高的分辨率和更高的通量密度，并缩小光斑的横向尺寸.

(iii) 光束线 BL-3：拟采用超环面反射镜以获得在水平和垂直两个方向都聚焦的单色光束. BL-3 的水平接收角约 6mrad，垂直接收角约 0.36mrad，采用双平晶单色器，光子可调能量范围为 3.5keV—12keV，光斑尺寸约为 $1.5\times2.5\text{mm}^2$，光子通量（$E=$

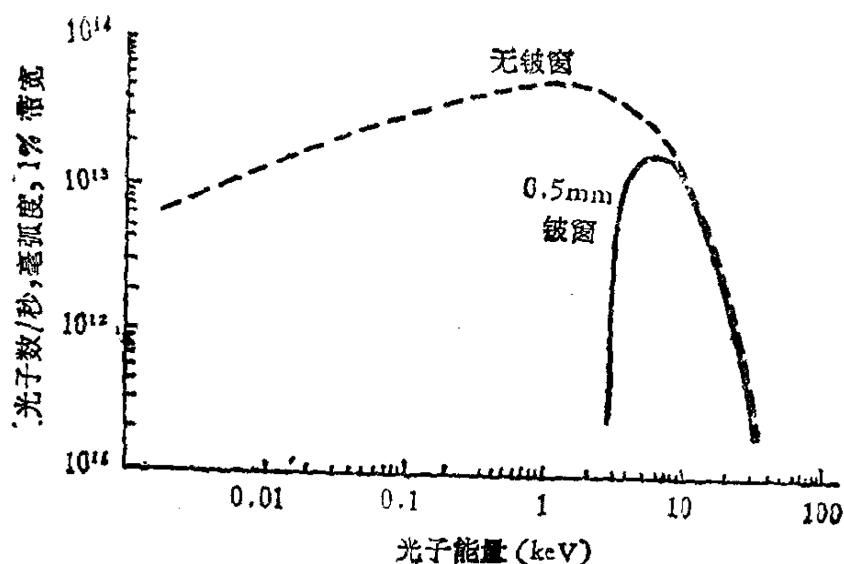


图 VII.8　铍窗吸收后同步光的频谱分布

2.8GeV, $\lambda = 2.6\,\text{Å}$, $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 5 \times 10^{-4}$) 约 6×10^{10} 光子/s, 能量分辨率 $10^{-3}\sim10^{-4}$.

(iv) 光束线 BL-4: 从分束箱分出 4mrad 的分光束，经过抛物面前置准直镜后成为截面 $4\times40\text{mm}^2$ 的平行光束， 然后进入光栅单色器,得到软 x 和真空紫外波段的单色光再经聚焦,最后到达样品室. 光子可调能量范围为 8eV—800eV, 光斑尺寸约 $0.2\times0.3\text{mm}^2$ 至 $1\times1\text{mm}^2$, 光子通量 ($E = 2.8$GeV, $\lambda = 41\,\text{Å}$) 约为 3×10^{11} 光子/s, 分辨率为 10^{-2}—10^{-3}.

图 VII.9(a) 是光束线 BL-1 和 BL-2 的示意图,图 VII.9(b) 是光束线 BL-3 和 BL-4 的示意图.

(v) 光束线 BL-5: BL-5 是专用于软 X 射线光刻研究的光束线,工作波长为 4 Å—23 Å.

以上各光束线的基本参数 (表 VII.4) 是按 BEPC 共生模式估算的,当 BEPC 工作于专用模式时，光束线的特性还要好些.

3. 实验站建设计划[3][6][8][9]

根据对国内60余个用户单位的调查,计划在 BEPC 同步辐射实验区内近期建造七个实验站,具体方案如下:

(i) 利用光束线 BL-1 建两个实验站:

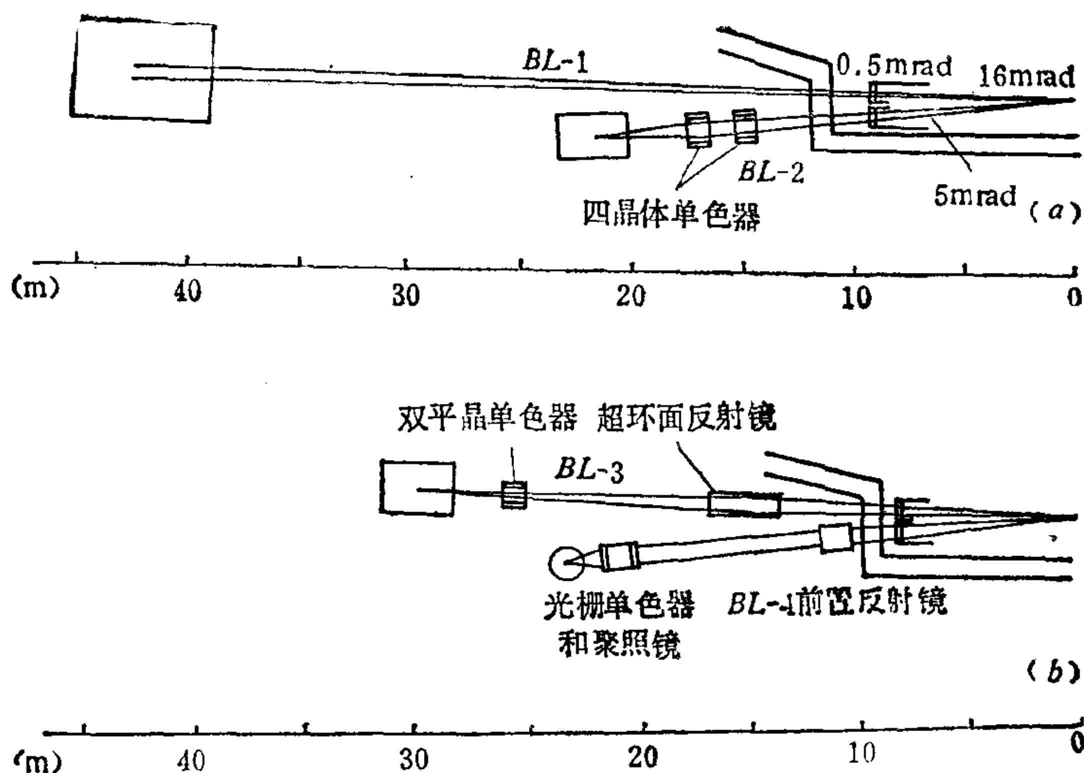


图 VII.9　BEPC 同步辐射东实验厅四条分光束线示意图

(a) X射线形貌术实验站. 配置白光形貌相机和单色光形貌相机以及相应的设备,开展材料科学领域内的研究工作.

(b) 黄昆散射研究实验站. 配备低温实验腔和高分辨半导体位置灵敏探测器系统等设备,进行晶体点缺陷方面的研究工作.

(ii) 利用光束线 BL-2 建立两个实验站:

(a) EXAFS 实验站. 将建立射线探测装置及相应的设备,为多种学科和技术中的精细结构分析等研究工作提供条件.

(b) 医学研究实验站.

(iii) 利用光束线 BL-3 建立X射线小角散射和衍射实验站. 配备小角散射相机,迴摆相机等设备,研究X射线与物质相互作用产生的散射和衍射现象,开展晶体和非晶体结构及动态过程研究,生物大分子结构研究等工作.

(iv) 利用光束线 BL-4 建立光电子谱实验站. 配置角分辨光电子谱联合装置和蒸发预处理装置等, 开展表面物理研究工作.

(v) 利用光束线 BL-5 建立光刻实验站. 利用软X射线波

表 VII.4 BEPC 光束线参数

序号	1	2	3	4	5
名称	BL-1	BL-2	BL-3	BL-4	BL-5
用途	形貌术	EXAFS	衍射小角散射	光电子谱	光刻
水平接收角 (mrad)	1(0.5)	1—3	6	4	8
垂直接收角 (mrad)	0.3	0.1—0.3	0.36	0.36	0.2
能量	>3.5keV	3.5—22keV	3.5—12keV 0.4—20keV	8—800 eV	带宽 4-20Å
镜子	无	无	超环面镜	抛物面镜	柱面镜
单色仪	无	晶体	晶体	光栅	无
束线长度(m)	~42	~23			~28
光斑(mm^2)	21.5×12.9	23.1×23.1	2.5×1.5	0.2×0.3 ~1×1	100×6
能量分辨率		1.8×10^{-4}	10^{-3}—10^{-4}	10^{-2}—10^{-3}	
2.8GeV, 50mA 时光子通量 (光子/s)	$\sim6.2\times10^{13}$ $\lambda=1.5$Å, $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}=1\%$	$\sim8\times10^{10}$	$\sim10^{11}$	$\sim3\times10^{11}$	

段进行亚微米光刻技术研究.

上述各实验站都将配置计算机系统，供光束控制和数据采集处理使用.

4. 实验区的公用设施

根据各实验站的要求，并考虑到实验区的今后发展，实验区将建立射线探测实验室和光束线实验室，配置公用计算机、模拟光源以及多种测试仪器，BEPC 计算中心将为实验区提供多个终端及打印绘图设备；建立三个样品室供表面、生化、晶体等研究课题制备样品使用.实验区内还将建立必要的特殊环境(如低温、超净等)条件，建立暗室、金工室，设置必要的运输和装卸工具，实验区在光束监控、安全联锁、剂量监测和辐射屏蔽等方面进行适当设计，以

确保研究人员的安全。

参 考 资 料

[1] 中国科技大学国家同步辐射实验室，合肥国家同步辐射实验室扩大初步设计，1984年4月.

[2] 何多慧等，国家同步辐射光源，原子能科学技术，1985年第6期735页.

[3] 中国科学院高能物理研究所，在北京正负电子对撞机上建设同步辐射实验区方案，1984年3月.

[4] 中国科学院高能物理研究所储存环室，2.2 GeV储存环初步设计提要（修改版），1984年2月.

[5] 陈利民，BEPC 储存环同步辐射工作模式的初步设计研究，BEPC/TH83.05，1983年1月.

[6] 北京正负电子对撞机（BEPC）同步辐射实验区建设工作会议纪要，1984 年3月，北京.

[7] 中国科学院高能物理研究所，北京正负电子对撞机同步辐射第一期工程光束线初步设计提要(二稿)，1984年2月.

[8] 北京正负电子对撞机领导小组办公室，中国科学院数理学部，中国科学院计划局合编，同步辐射光及其应用(一)，1984年6月.

[9] 章乃森，北京正负电子对撞机同步辐射实验区方案和设计，北京正负电子对撞机同步辐射实验区建设工作会议报告，1984年3月，参阅[8]，同步辐射光及其应用(一)，P.168.

[10] 吴苍生，北京正负电子对撞机同步辐射第一期工程光束线初步设计，北京正负电子对撞机同步辐射实验区工作会议报告，1984年3月，参阅[8]，同步辐射光及其应用(一)，p168.

（二） 附　　表

（续上册）

IV. 各种贝塞尔函数及其积分表

y	$K_{13}(y)$	$K_{23}(y)$	$K_{53}(y)$	$H_0(y,0)$	$G_0(y)$
0.0001	36.284	498.86	6.652+6	6.271+5	973
0.001	16.715	107.46	1.4330+5	2.910+4	213.6
0.002	13.192	67.686	4.514+4	1.155+4	133.6
0.004	10.376	42.621	1.422+4	4.581+3	83.49
0.006	8.995	32.509	7.233+3	2.677+3	63.29
0.008	8.116	26.820	4.478+3	1.817+3	51.92
0.010	7.486	23.098	3.087+3	1.348+3	44.50
0.020	5.781	14.498	9.723+2	5.335+2	27.36
0.030	4.932	11.017	4.946+2	3.096+2	20.45
0.040	4.386	9.052	3.061+2	2.102+2	16.57
0.050	3.991	7.762	2.110+2	1.555+2	14.03
0.060	3.685	6.837	1.556+2	1.214+2	12.22
0.070	3.437	6.136	1.203+2	98.37	10.85
0.080	3.231	5.581	96.25	81.94	9.777
0.090	3.054	5.130	79.05	69.69	8.905
0.100	2.900	4.753	66.27	60.25	8.182
0.150	2.343	3.513	33.57	34.15	5.832
0.200	1.979	2.802	20.66	32.59	4.517
0.250	1.714	2.329	14.14	16.26	3.663
0.300	1.509	1.987	10.34	12.34	3.059
0.350	1.343	1.725	7.915	9.713	2.607
0.400	1.206	1.517	6.263	7.850	2.225
0.450	1.809	1.347	5.082	6.474	1.973
0.050	9.890−1	1.206	4.205	5.424	1.742
0.550	9.018−1	1.086	3.534	4.602	1.549
0.600	8.251−1	9.828−1	3.009	3.947	1.386
0.650	7.571−1	8.933−1	2.589	3.414	1.246

0.700	6.965—1	8.148—1	2.249	2.975	1.126
0.750	6.422—1	7.455—1	1.967	2.610	1.020
0.800	5.932—1	6.839—1	1.733	2.302	9.280—1
0.850	5.489—1	6.288—1	1.535	2.040	8.465—1
0.900	5.086—18	5.794—1	1.367	1.816	7.740—1
1.00	4.384—1	4.945—1	1.098	1.454	6.514—1
1.25	3.079—1	3.406—1	6.712—1	8.771—1	4.359—1
1.50	2.202—1	2.402—1	4.337—1	5.557—1	3.004—1
1.75	1.594—1	1.722—1	2.906—1	3.642—1	2.113—1
2.00	1.165—1	1.248—1	1.998—1	2.445—1	1.508—1
2.25	8.581—2	9.132—2	1.399—1	1.672—1	1.089—1
2.50	6.354—2	6.726—2	9.941—2	1.160—1	7.926—2
2.75	4.727—2	4.981—2	7.142—2	8.145—2	5.811—2
3.00	3.531—2	3.706—2	5.178—2	5.772—2	4.286—2
3.25	2.645—2	2.767—2	3.781—2	4.123—2	3.175—2
3.50	1.988—2	2.073—2	2.778—2	2.964—2	2.362—2
3.75	1.497—2	1.558—2	2.051—2	2.144—2	1.764—2
4.00	1.130—2	1.173—2	1.521—2	1.558—2	1.321—2
4.25	8.545—3	8.853—3	1.132—2	1.138—2	9.915—3
4.50	6.472—3	6.693—3	8.455—3	8.338—3	7.461—3
4.75	4.909—4	5.069—3	6.332—3	6.132—3	5.626—3
5.00	3.729—3	3.844—3	4.754—3	4.523—3	4.250—3
5.50	2.159—3	2.220—3	2.697—3	2.481—3	2.436—3
6.00	1.255—3	1.287—3	1.541—3	1.373—3	1.404—3
6.50	7.317—4	7.495—4	8.855—4	7.659—4	8.131—4
7.00	4.280—4	4.376—4	5.113—4	4.299—4	3.842—4
7.50	2.509—4	2.562—4	2.965—4	2.426—4	2.755—4
8.00	1.474—4	1.504—4	1.725—4	1.376—4	1.611—4
8.50	8.679—5	8.842—5	1.007—4	7.837—5	9.439—5
9.00	5.118—5	5.209—5	5.890—5	4.480—5	5.543—5
9.50	3.023—5	3.073—5	3.454—5	2.569—5	3.262—5
10.00	1.787—5	1.816—5	2.030—5	1.478—5	1.922—5

注：数值之后的正或负数，表示以 10 为底的指数，例如：6.652+6表示6.652×10^6。

V. 各种化学元素原子壳层的电子组态

周期	元素	电子组态[1]						K 结合能 (千电子伏)
1	1H	$1s$						0.014
	2He	$1s^2$						0.025
2	3Li	K	$2s$					0.055
	4Be	K	$2s^2$					0.011
	5B	K	$2s^2$	$2p$				0.181
	6C	K	$2s^2$	$2p^2$				0.284
	7N	K	$2s^2$	$2p^3$				0.399
	8O	K	$2s^2$	$2p^4$				0.532
	9F	K	$2s^2$	$2p^5$				0.686
	10Ne	K	$2s^2$	$2p^6$				0.867
3	11Na	K	L	$3s$				1.07
	12Mg	K	L	$3s^2$				1.31
	13Al	K	L	$3s^2$	$3p$			1.56
	14Si	K	L	$3s^2$	$3p^2$			1.84
	15P	K	L	$3s^2$	$3p^3$			2.15
	16S	K	L	$3s^2$	$3p^4$			2.47
	17Cl	K	L	$3s^2$	$3p^5$			2.82
	18Ar	K	L	$3s^2$	$3p^6$			3.20
4	19K	K	L	$3s^2$	$3p^6$		$4s$	3.61
	20Ca	K	L	$3s^2$	$3p^6$		$4s^2$	4.04
	21Sc	K	L	$3s^2$	$3p^6$	$3d^1$	$4s^2$	4.49
	22Ti	K	L	$3s^2$	$3p^6$	$3d^2$	$4s^2$	4.97
	23V	K	L	$3s^2$	$3p^6$	$3d^3$	$4s^2$	5.47

	24Cr	K	L	$3s^2$	$3p^6$	$3d^4$	$4s^2$			5.99
	25Mn	K	L	$3s^2$	$3p^6$	$3d^5$	$4s^2$			6.54
	26Fe	K	L	$3s^2$	$3p^6$	$3d^6$	$4s^2$			7.11
	27Co	K	L	$3s^2$	$3p^6$	$3d^7$	$4s^2$			7.71
	28Ni	K	L	$3s^2$	$3p^6$	$3d^8$	$4s^2$			8.33
	29Cu	K	L	$3s^2$	$3p^6$	$3d^9$	$4s^2$			8.98
	30Zn	K	L	$3s^2$	$3p^6$	$3d^{10}$	$4s^2$			9.66
	31Ga	K	L	M	$4s^2$	$4p$				10.37
	32Ge	K	L	M	$4s^2$	$4p^2$				11.10
	33As	K	L	M	$4s^2$	$4p^3$				11.87
	34Se	K	L	M	$4s^2$	$4p^4$				12.66
	35Br	K	L	M	$4s^2$	$4p^5$				13.47
	36Kr	K	L	M	$4s^2$	$4p^6$				14.33
5	37Rb	K	L	M	$4s^2$	$4p^6$		$5s$		15.20
	38Sr	K	L	M	$4s^2$	$4p^6$		$5s^2$		16.11
	39Y	K	L	M	$4s^2$	$4p^6$	$4d$	$5s^2$		17.04
	40Zr	K	L	M	$4s^2$	$4p^6$	$4d^2$	$5s^2$		18.00
	41Nb	K	L	M	$4s^2$	$4p^6$	$4d^4$	$5s$		18.99
	42Mo	K	L	M	$4s^2$	$4p^6$	$4d^5$	$5s$		20.00
	43Tc	K	L	M	$4s^2$	$4p^6$	$4d^5$	$5s^2$		21.04
	44Ru	K	L	M	$4s^2$	$4p^6$	$4d^7$	$5s$		22.12
	45Rh	K	L	M	$4s^2$	$4p^6$	$4d^8$	$5s$		23.22
	46Pd	K	L	M	$4s^2$	$4p^6$	$4d^{10}$			24.35
	47Ag	K	L	M	$4s^2$	$4p^6$	$4d^{10}$	$5s$		25.51
	48Cd	K	L	M	$4s^2$	$4p^6$	$4d^{10}$	$5s^2$		26.71
	49In	K	L	M	$4s^2$	$4p^6$	$4d^{10}$	$5s^2$	$5p$	27.94
	50Sn	K	L	M	$4s^2$	$4p^6$	$4d^{10}$	$5s^2$	$5p^2$	29.20

1) 表中 K、L、M 和N等表示满壳层；K结合能与附表 VIII 中的数据略有出人.

周期	元素	电　子　组　态	K 结合能（千电子伏）
	51Sb	$K\ L\ M\ 4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}\ 5s^2\ 5p^3$	30.49
	52Te	$K\ L\ M\ 4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}\ 5s^2\ 5p^4$	31.81
	53I	$K\ L\ M\ 4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}\ 5s^2\ 5p^5$	33.17
	54Xe	$K\ L\ M\ 4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}\ 5s^2\ 5p^6$	34.56
6	55Cs	$K\ L\ M\ 4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}\ 5s^2\ 5p^6\ 6s$	35.99
	56Ba	$K\ L\ M\ 4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}\ 5s^2\ 5p^6\ 6s^2$	37.44
	57La	$K\ L\ M\ 4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}\ 5s^2\ 5p^6\ 5d\ 6s^2$	38.93
	58Ce	$K\ L\ M\ 4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}\ 4f^2\ 5s^2\ 5p^6\ 6s^2$	40.44
	59Pr	$K\ L\ M\ 4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}\ 4f^3\ 5s^2\ 5p^6\ 6s^2$	41.99
	60Nd	$K\ L\ M\ 4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}\ 4f^4\ 5s^2\ 5p^6\ 6s^2$	43.57
	61Pm	$K\ L\ M\ 4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}\ 4f^5\ 5s^2\ 5p^6\ 6s^2$	45.19
	62Sm	$K\ L\ M\ 4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}\ 4f^6\ 5s^2\ 5p^6\ 6s^2$	46.84
	63Eu	$K\ L\ M\ 4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}\ 4f^7\ 5s^2\ 5p^6\ 6s^2$	48.52
	64Gd	$K\ L\ M\ 4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}\ 4f^7\ 5s^2\ 5p^6\ 5d\ 6s^2$	50.24
	65Tb	$K\ L\ M\ 4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}\ 4f^9\ 5s^2\ 5p^6\ 6s^2$	52.00
	66Dy	$K\ L\ M\ 4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}\ 4f^{10}\ 5s^2\ 5p^6\ 6s^2$	53.79
	67Ho	$K\ L\ M\ 4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}\ 4f^{11}\ 5s^2\ 5p^6\ 6s^2$	55.62
	68Er	$K\ L\ M\ 4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}\ 4f^{12}\ 5s^2\ 5p^6\ 6s^2$	57.49
	69Tm	$K\ L\ M\ 4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}\ 4f^{13}\ 5s^2\ 5p^6\ 6s^2$	59.39
	70Yb	$K\ L\ M\ 4s^2\ 4p^6\ 4d^{10}\ 4f^{14}\ 5s^6\ 5p^6\ 6s^2$	61.33
	71Lu	$K\ L\ M\ N\ 5s^2\ 5p^6\ 5d\ 6s^2$	63.31
	72Hf	$K\ L\ M\ N\ 5s^2\ 5p^6\ 5d^2\ 6s^2$	65.35
	73Ta	$K\ L\ M\ N\ 5s^2\ 5p^6\ 5d^3\ 6s^2$	67.42
	74W	$K\ L\ M\ N\ 5s^2\ 5p^6\ 5d^4\ 6s^2$	69.53
	75Re	$K\ L\ M\ N\ 5s^2\ 5p^6\ 5d^5\ 6s^2$	71.68

	76Os	K	L	M	N	$5s^2$	$5p^6$	$5d^6$		$6s^2$				73.87
	77Ir	K	L	M	N	$5s^2$	$5p^6$	$5d^7$		$6s^2$				76.11
	78Pt	K	L	M	N	$5s^2$	$5p^6$	$5d^9$		$6s$				78.40
	79Au	K	L	M	N	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$		$6s$				80.73
	80Hg	K	L	M	N	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$		$6s^2$				83.10
	81Tl	K	L	M	N	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$		$6s^2$	$6p$			85.53
	82Pb	K	L	M	N	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$		$6s^2$	$6p^2$			88.01
	83Bi	K	L	M	N	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$		$6s^2$	$6p^3$			90.53
	84Po	K	L	M	N	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$		$6s^2$	$6p^4$			93.11
	85At	K	L	M	N	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$		$6s^2$	$6p^5$			95.73
	86Rn	K	L	M	N	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$		$6s^2$	$6p^6$			98.40
7	87Fr	K	L	M	N	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$		$6s^2$	$6p^6$		$7s$	101.14
	88Ra	K	L	M	N	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$		$6s^2$	$6p^6$		$7s^2$	103.92
	89Ac	K	L	M	N	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$		$6s^2$	$6p^6$	$6d$	$7s^2$	106.76
	90Th	K	L	M	N	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$		$6s^2$	$6p^6$	$6d^2$	$7s^2$	109.65
	91Pa	K	L	M	N	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$	$5f^2$	$6s^2$	$6p^6$	$6d$	$7s^2$	112.60
	92U	K	L	M	N	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$	$5f^3$	$6s^2$	$6p^6$	$6d$	$7s^2$	115.61
	93Np	K	L	M	N	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$	$5f^4$	$6s^2$	$6p^6$	$6d$	$7s^2$	118.68
	94Pu	K	L	M	N	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$	$5f^6$	$6s^2$	$6p^6$		$7s^2$	121.82
	95Am	K	L	M	N	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$	$5f^7$	$6s^2$	$6p^6$		$7s^2$	125.03
	96Cm	K	L	M	N	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$	$5f^7$	$6s^2$	$6p^6$	$6d$	$7s^2$	128.22
	97Bk	K	L	M	N	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$	$5f^8$	$6s^2$	$6p^6$	$6d$	$7s^2$	131.59
	98Cf	K	L	M	N	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$	$5f^{10}$	$6s^2$	$6p^6$		$7s^2$	135.96
	99Es	K	L	M	N	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$	$5f^{11}$	$6s^2$	$6p^6$		$7s^2$	139.49
	100Fm	K	L	M	N	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$	$5f^{12}$	$6s^2$	$6p^6$		$7s^2$	143.09
	101Md	K	L	M	N	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$	$5f^{13}$	$6s^2$	$6p^6$		$7s^2$	146.78
	102No	K	L	M	N	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$	$5f^{14}$	$6s^2$	$6p^6$		$7s^2$	150.54
	103Lw	K	L	M	N	$5s^2$	$5p^6$	$5d^{10}$	$5f^{14}$	$6s^2$	$6p^6$	$6d$	$7s^2$	154.38

VI. 化学元素的主要谱线波长表

(A)K 系

谱线 电子跃迁 $K\leftarrow$ 近似的相对强度	波长 (Å) α 150	 α_1 LIII 100	 α_2 LII 50	 β_1 MIII 20	 β_3 MII 	 β_2 NII, NIII 5
3-Li	240	—	—	—	—	—
4-Be	113	—	—	—	—	—
5-B	67	—	—	—	—	—
6-C	44	—	—	—	—	—
7-N	31.603	—	—	—	—	—
8-O	23.707	—	—	—	—	—
9-F	18.307	—	—	—	—	—
10-Ne	14.615	—	—	14.460	—	—
11-Na	11.909	—	—	11.617	—	—
12-Mg	9.889	—	—	9.558	—	—
13-Al	8.339	8.338	8.341	7.981	—	—
14-Si	7.126	7.125	7.127	6.769	—	—
15-P	6.155	6.154	6.157	5.804	—	—
16-S	5.373	5.372	5.375	5.032	—	—
17-Cl	4.729	4.728	4.731	4.403	—	—
18-Ar	4.192	4.191	4.194	3.886	—	—
19-K	3.744	3.742	3.745	3.454	—	—

20-Ca	3.360	3.359	3.362	3.090		—	—
21-Sc	3.032	3.031	3.034	2.780		—	—
22-Ti	2.750	2.749	2.753		2.514		—
23-V	2.505	2.503	2.507		2.285		—
24-Cr	2.291	2.290	2.294		2.085		—
25-Mn	2.103	2.102	2.105	1.910		—	—
26-Fe	1.937	1.936	1.940	1.757		—	—
27-Co	1.791	1.789	1.793	1.621		—	—
28-Ni	1.659	1.658	1.661	1.500		—	1.489
29-Cu	1.542	1.540	1.544	1.392		1.393	1.381
30-Zn	1.437	1.435	1.439	1.296		—	1.284
31-Ga	1.341	1.340	1.344	1.207		1.208	1.196
32-Ge	1.256	1.255	1.258	1.129		1.129	1.117
33-As	1.177	1.175	1.179	1.057		1.058	1.045
34-Se	1.106	1.105	1.109	0.992		0.993	0.980
35-Br	1.041	1.040	1.044	0.933		0.933	0.921
36-Kr	0.981	0.980	0.984	0.879		0.879	0.866
37-Rb	0.927	0.926	0.930	0.829		0.830	0.817
38-Sr	0.877	0.875	0.880	0.783		0.784	0.771
39-Y	0.831	0.829	0.833	0.740		0.741	0.728

续　表

谱线 电子跃迁 $K\leftarrow$ 近似的相对强度	波长(Å) α 150	 α_1 LIII 100	 α_2 LII 50	 β_1 MIII 20	 β_3 MII 	 β_2 NII, NIII 5
40-Zr	0.788	0.786	0.791	0.701	0.702	0.690
41-Nb	0.748	0.747	0.751	0.665	0.666	0.654
42-Mo	0.710	0.709	0.713	0.632	0.633	0.621
43-Tc	0.674	0.673	0.676	0.601	0.602	0.590
44-Ru	0.644	0.643	0.647	0.572	0.573	0.562
45-Rh	0.614	0.613	0.617	0.546	0.546	0.535
46-Pd	0.587	0.585	0.590	0.521	0.521	0.510
47-Ag	0.561	0.559	0.564	0.497	0.498	0.487
48-Cd	0.536	0.535	0.539	0.475	0.476	0.465
49-In	0.514	0.512	0.517	0.455	0.455	0.445
50-Sn	0.492	0.491	0.495	0.435	0.436	0.426
51-Sb	0.472	0.470	0.475	0.417	0.418	0.408
52-Te	0.453	0.451	0.456	0.400	0.401	0.391
53-I	0.435	0.433	0.438	0.384	0.385	0.376
54-Xe	0.418	0.416	0.421	0.369	—	0.360
55-Cs	0.402	0.401	0.405	0.355	0.355•	0.346
56-Ba	0.387	0.385	0.390	0.341	0.342	0.333
57-La	0.373	0.371	0.376	0.328	0.329	0.320

58-Ce	0.359	0.357	0.362	0.316	0.317	0.309
59-Pr	0.346	0.344	0.349	0.305	0.305	0.297
60-Nd	0.334	0.332	0.337	0.294	0.294	0.287
61-Pm	0.322	0.321	0.325	0.283	0.284	0.276
62-Sm	0.311	0.309	0.314	0.274	0.274	0.267
63-Eu	0.301	0.299	0.304	0.264	0.265	0.258
64-Gd	0.291	0.289	0.294	0.255	0.256	0.249
65-Tb	0.281	0.279	0.284	0.246	0.246	0.239
66-Dy	0.272	0.270	0.275	0.237	0.238	0.231
67-Ho	0.263	0.261	0.266	0.230	0.231	0.224
68-Er	0.255	0.253	0.258	0.222	0.223	0.217
69-Tm	0.246	0.244	0.250	0.215	0.216	0.210
70-Yb	0.238	0.236	0.241	0.208	0.209	0.203
71-Lu	0.231	0.229	0.234	0.202	0.203	0.197
72-Hf	0.224	0.222	0.227	0.195	0.196	0.190
73-Ta	0.217	0.215	0.220	0.190	0.191	0.185
74-W	0.211	0.209	0.213	0.184	0.185	0.179
75-Re	0.204	0.202	0.207	0.179	0.179	0.174
76-Os	0.198	0.196	0.201	0.173	0.174	0.169
77-Ir	0.193	0.191	0.196	0.168	0.169	0.164
78-Pt	0.187	0.185	0.190	0.163	0.164	0.159
79-Au	0.182	0.180	0.185	0.159	0.160	0.155

续 表

谱线	波长 (Å)					
谱线	α	α_1	α_2	β_1	β_3	β_2
电子跃迁 K←		LIII	LII	MIII	MII	NII, NIII
近似的相对强度	150	100	50	20		5
80-Hg	0.177	0.175	0.180	0.154	0.155	0.150
81-Tl	0.172	0.170	0.175	0.150	0.151	0.146
82-Pb	0.167	0.165	0.170	0.146	0.147	0.142
83-Bi	0.162	0.161	0.165	0.142	0.143	0.138
84-Po	0.158	0.156	0.161	0.138	0.139	0.134
85-At	0.154	0.152	0.157	0.134	0.135	0.131
86-Rn	0.150	0.148	0.153	0.131	0.132	0.127
87-Fr	0.146	0.144	0.149	0.127	0.128	0.124
88-Ra	0.142	0.140	0.145	0.124	0.125	0.120
89-Ac	0.138	0.136	0.141	0.121	0.121	0.117
90-Th	0.135	0.133	0.138	0.117	0.118	0.114
91-Pa	0.131	0.129	0.134	0.114	0.115	0.111
92-U	0.128	0.126	0.131	0.111	0.112	0.108
93-Np	0.125	0.123	0.128	0.109	—	0.105
94-Pu	0.122	0.120	0.125	0.106	—	0.103
95-Am	0.119	0.117	0.122	0.103	—	0.100
96-Cm	0.116	0.114	0.119	0.101	—	0.098
97-Bk	0.113	0.111	0.116	0.098	—	0.095
98-Cf	0.110	0.108	0.113	0.097	—	0.093

(B)L 系

谱线	波长 (Å)													
	α_1	α_2	β_1	β_2	β_3	β_4	β_5	γ_1	γ_2	γ_3	γ_4	γ_6	l	η
电子跃迁 LIII←	MV	MIV		NV			OIV, OV						MI	
LII←			MIV					NIV				OIV		MI
LI←					MIII	MII			NII	NIII	OIII			
近似的相对强度	100	10	80	30	3	2	2	10	1	2	1	1	5	2
16–S	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	83.400	
17–Cl	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	67.840	67.250
18–Ar	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	56.212	56.813
19–K	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	47.835	47.325
20–Ca	36.393		36.022	—	—	—	—	—	—	—	—	—	41.042	40.542
21–Sc	31.393		31.072	—	—	—	—	—	—	—	—	—	35.671	35.200
22–Ti	27.445		27.074	—	—	—	—	—	—	—	—	—	31.423	30.942
23–V	24.309		23.898	—	21.890		—	—	—	—	—	—	27.826	27.375
24–Cr	21.713		21.323	—	19.429		—	—	—	—	—	—	24.840	24.339
25–Mn	19.489		19.158	—	17.575		—	—	—	—	—	—	22.315	21.864
26–Fe	17.602		17.290	—	15.710		—	—	—	—	—	—	20.201	19.730
27–Co	16.000		15.698	—	14.240		—	—	—	—	—	—	18.358	17.860

续　表

谱线	α_1	α_2	β_1	β_2	β_3	β_4	β_5	γ_1	γ_2	γ_3	γ_4	γ_6	l	η
电子跃迁 LIII←	MV	MIV		NV			OIV, OV						MI	
LII←			MIV					NIV				OIV		MI
LI←					MIII	MII			NII	NIII	OIII			
近似的相对强度	100	10	80	30	3	2	2	10	1	2	1	1	5	2
28-Ni	14.595		14.308	—	13.146		—	—	—	—	—	—	16.693	16.304
29-Cu	13.357		13.079	—	12.115		—	—	—	—	—	—	15.297	14.940
30-Zn	12.282		12.009	—	11.185		—	—	—	—	—	—	14.081	13.719
31-Ga	11.313		11.045	—	10.365		—	—	—	—	—	—	12.976	12.620
32-Ge	10.456		10.194	—	9.580	9.640	—	—	—	—	—	—	11.944	11.608
33-As	9.671		9.414	—	8.930		—	—	—	—	—	—	11.069	10.732
34-Se	8.990		8.735	—	8.321		—	—	—	—	—	—	10.293	9.959
35-Br	8.375		8.126	—	7.767		—	—	—	—	—	—	9.583	9.253
36-Kr	7.817		7.576	—	7.264	7.304	—	—	—	—	—	—	8.946	8.626
37-Rb	7.318	7.325	7.075	—	6.788	6.821	—	—	6.045		—	—	8.363	8.042
38-Sr	6.863	6.870	6.623	—	6.367	6.403	—	—	5.644		—	—	7.836	7.517
39-Y	6.449	6.456	6.211	—	5.983	6.018	—	—	5.283		—	—	7.356	7.040
40-Zr	6.070	6.077	5.836	5.586	5.632	5.668	—	5.384	4.953		—	—	6.918	6.606
41-Nb	5.725	5.732	5.492	5.238	5.310	5.346	—	5.036	4.654		—	—	6.517	6.210
42-Mo	5.406	5.414	5.176	4.923	5.013	5.048	—	4.726	4.380		—	—	6.150	5.847

波长（Å）

43-Tc	5.114	5.123	4.887	4.636	4.737	4.773	—	4.440	4.138		—	—	5.819	5.518
44-Ru	4.846	4.854	4.620	4.372	4.487	4.523	—	4.182	3.897		—	—	5.503	5.204
45-Rh	4.597	4.605	4.374	4.130	4.253	4.289	—	3.944	3.685		—	—	5.217	4.922
46-Pd	4.368	4.376	4.146	3.909	4.034	4.071	—	3.725	3.489		—	—	4.952	4.660
47-Ag	4.154	4.162	3.935	3.703	3.834	3.870	—	3.523	3.307		—	—	4.707	4.418
48-Cd	3.956	3.965	3.739	3.514	3.644	3.681	—	3.336	3.137		—	—	4.480	4.193
49-In	3.752	3.781	3.555	3.339	3.470	3.507	—	3.162	2.980		2.926	—	4.269	3.983
50-Sn	3.600	3.609	3.385	3.175	3.306	3.344	—	3.001	2.835		2.778	—	4.071	3.789
												—		
51-Sb	3.439	3.448	3.226	3.023	3.152	3.190	—	2.852	2.695		2.639		3.888	3.607
52-Te	3.290	3.299	3.077	2.882	3.009	3.046	—	2.712	2.567		2.511	—	3.716	3.438
53-I	3.148	3.157	2.937	2.751	2.874	2.912	—	2.582	2.447		2.391	—	3.557	3.280
54-Xe	3.015	3.025	2.803	2.626	2.745	2.784	—	2.462	2.338	2.331	—	—	3.421	3.143
55-Cs	2.892	2.902	2.683	2.511	2.628	2.666	—	2.348	2.237	2.233	2.174	—	3.267	2.994
56-Ba	2.776	2.785	2.567	2.404	2.516	2.555	—	2.242	2.138	2.134	2.075	—	3.135	2.862
57-La	2.665	2.674	2.458	2.303	2.410	2.449	—	2.141	2.046	2.041	1.983	—	3.006	2.740
58-Ce	2.561	2.570	2.356	2.208	2.311	2.349	—	2.048	1.960	1.955	1.899	—	2.892	2.620
59-Pr	2.463	2.473	2.259	2.119	2.216	2.255	—	1.961	1.879	1.874	1.819	—	2.784	2.512
60-Nd	2.370	2.382	2.166	2.035	2.126	2.166	—	1.878	1.801	1.797	1.745	1.855	2.675	2.409
61-Pm	2.283	2.292	2.081	1.956	2.042	2.081	—	1.799	1.729	1.724	—	—	2.591	2.322
62-Sm	2.199	2.210	1.998	1.882	1.962	2.000	1.779	1.726	1.659	1.655	1.606	—	2.482	2.218
63-Eu	2.120	2.131	1.920	1.812	1.887	1.926	—	1.657	1.597	1.591	1.544	—	2.395	2.131
64-Gd	2.046	2.057	1.847	1.746	1.815	1.853	—	1.592	1.534	1.529	1.485	—	2.312	2.049

谱线	α_1	α_2	β_1	β_2	β_3	β_4	β_5	γ_1	γ_2	γ_3	γ_4	γ_6	l	η
电子跃迁 $LIII \leftarrow$	MV	MIV		NV			OIV, OV						MI	
$LII \leftarrow$								NIV				OIV		MI
$LI \leftarrow$			MIV		$MIII$	MII			NII	$NIII$	$OIII$			
近似的相对强度	100	10	80	30	3	2	2	10	1	2	1	1	5	2
65-Tb	1.976	1.986	1.777	1.682	1.747	1.785	1.577	1.530	1.477	1.471	1.427	—	2.234	1.973
66-Dy	1.909	1.920	1.710	1.623	1.681	1.720	—	1.473	1.423	1.417	1.374	—	2.158	1.898
67-Ho	1.845	1.856	1.647	1.567	1.619	1.658	—	1.417	1.371	1.364	1.323	—	2.086	1.826
68-Er	1.785	1.796	1.587	1.514	1.561	1.601	—	1.364	1.321	1.315	1.276	—	2.019	1.757
69-Tm	1.726	1.738	1.530	1.463	1.505	1.544	—	1.316	1.274	1.268	1.229	—	1.955	1.695
70-Yb	1.672	1.682	1.476	1.416	1.452	1.491	1.387	1.268	1.228	1.222	1.185	1.243	1.894	1.635
71-Lu	1.619	1.630	1.424	1.370	1.402	1.441	1.342	1.222	1.185	1.179	1.143	1.198	1.836	1.478
72-Hf	1.569	1.580	1.374	1.327	1.353	1.392	1.298	1.179	1.144	1.138	1.103	1.155	1.782	1.523
73-Ta	1.522	1.533	1.327	1.285	1.307	1.346	1.256	1.138	1.105	1.099	1.065	1.114	1.728	1.471
74-W	1.476	1.487	1.282	1.245	1.263	1.302	1.215	1.098	1.068	1.062	1.028	1.074	1.678	1.421
75-Re	1.433	1.444	1.238	1.206	1.220	1.260	1.177	1.061	1.032	1.026	0.993	1.037	1.630	1.374
76-Os	1.391	1.402	1.197	1.169	1.179	1.218	1.140	1.025	0.998	0.992	0.959	1.001	1.585	1.328
77-Ir	1.352	1.363	1.158	1.135	1.141	1.179	1.106	0.991	0.966	0.959	0.928	0.967	1.541	1.285
78-Pt	1.313	1.325	1.120	1.102	1.104	1.142	1.072	0.958	0.934	0.928	0.897	0.934	1.499	1.243

(表头：波长 (Å))

79-Au	1.277	1.288	1.083	1.070	1.068	1.106	1.040	0.927	0.905	0.898	0.867	0.903	1.460	1.202
80-Hg	1.242	1.253	1.049	1.040	1.034	1.072	1.010	0.897	0.876	0.869	0.839	0.873	1.422	1.164
81-Tl	1.207	1.218	1.015	1.010	1.001	1.039	0.981	0.868	0.848	0.842	0.812	0.845	1.385	1.127
82-Pb	1.175	1.186	0.982	0.983	0.969	1.007	0.953	0.840	0.822	0.815	0.786	0.817	1.350	1.092
83-Bi	1.144	1.155	0.952	0.955	0.939	0.977	0.926	0.814	0.796	0.790	0.761	0.791	1.317	1.058
84-Po	1.114	1.125	0.922	0.929	0.909	0.948	0.900	0.788	0.772	0.765	0.736	0.765	1.283	1.024
85-At	1.085	1.097	0.894	0.905	0.881	0.919	0.875	0.763	0.747	0.740	0.713	0.741	1.256	0.997
86-Rn	1.057	1.069	0.866	0.881	0.854	0.892	0.852	0.739	0.725	0.718	0.692	0.717	1.223	0.968
87-Fr	1.030	1.042	0.840	0.858	0.828	0.867	0.829	0.716	0.703	0.696	0.670	0.695	1.199	0.938
88-Ra	1.005	1.017	0.814	0.836	0.803	0.841	0.807	0.694	0.682	0.675	0.649	0.673	1.167	0.908
89-Ac	0.980	0.992	0.789	0.814	0.778	0.816	0.786	0.671	0.662	0.655	0.630	0.653	1.144	0.882
90-Th	0.956	0.968	0.766	0.794	0.755	0.793	0.765	0.653	0.642	0.635	0.611	0.632	1.115	0.855
91-Pa	0.933	0.945	0.742	0.774	0.732	0.770	0.746	0.634	0.624	0.617	0.594	0.613	1.091	0.830
92-U	0.911	0.923	0.720	0.755	0.710	0.748	0.726	0.615	0.605	0.598	0.577	0.595	1.067	0.806
93-Np	0.889	0.901	0.698	0.736	0.689	0.727	0.708	0.597	0.587	0.581	0.558	0.577	1.043	0.781
94-Pu	0.869	0.880	0.678	0.720	0.669	0.707	0.691	0.579	0.571	0.564	0.542	0.560	1.023	0.759
95-Am	0.849	0.860	0.658	0.701	0.649	0.686	0.674	0.562	0.554	—	—	0.543	—	—
96-Cm	0.829	0.841	0.639	0.685	—	—	—	0.546	—	—	—	—	—	—
97-Bk	0.810	0.822	0.621	0.669	—	—	—	0.530	—	—	—	—	—	—
98-Cf	0.792	0.804	0.603	0.653	—	—	—	0.515	—	—	—	—	—	—

(C)M 系

续 表

谱线	波长 (Å)						
谱线	α_1	α_2	β	γ	ζ_1	ζ_2	—
电子跃迁 MV← MIV← MIII← MII←	NVII	NVI	NVI	NV	NIII	NII	NIV
近似的相对强度	50	50	80	5	1	1	5
35-Br	—	—	—	—	192.6	191.1	—
36-Kr	—	—	—	—	—	—	—
37-Rb	—	—	—	—	128.7	127.7	—
38-Sr	—	—	—	—	108.7	108.0	—
39-Y	—	—	—	—	93.400		—
40-Zr	—	—	—	38.390	82.100		37.000
41-Nb	—	—	—	34.900	72.190		33.100
42-Mo	—	—	—	32.700	64.380		31.400
43-Tc	—	—	—	30.100	59.500		28.800
44-Ru	—	—	—	26.900	52.340		25.500
45-Rh	—	—	—	25.010	47.670		24.450
46-Pd	—	—	—	23.300	43.600		22.100

47–Ag	— —	—	21.820	39.770	20.660
48–Cd	— —	—	20.470	36.800	19.400
49–In	— —	—	19.210	33.200	18.240
50–Sn	— —	—	17.940	31.240	16.930
51–Sb	— —	—	16.920	28.880	15.980
52–Te	— —	—	15.930	26.720	15.020
53–I	— —	—	15.010	24.650	14.150
54–Xe	— —	—	14.180	23.020	13.310
55–Cs	— —	—	13.420	21.690	12.580
56–Ba	— —	—	12.750	20.640	11.890
57–La	14.880	14.510	12.080	19.440	11.280
58–Ce	14.040	13.750	11.530	18.350	10.690
59–Pr	13.343	13.060	10.998	17.380	10.180
60–Nd	12.680	12.440	10.505	16.460	9.700
61–Pm	— —	—	10.050	15.680	9.260
62–Sm	11.470	11.270	9.600	14.910	8.840
63–Eu	10.960	10.750	9.211	14.220	8.450

谱线	波长 (Å)						
	α_1	α_2	β	γ	ζ_1	ζ_2	—
电子跃迁 MV←	NVII	NVI					
MIV←			NVI				
MIII←				NV	NIII	NII	
MII←							NIV
近似的相对强度	50	50	80	5	1	1	5
64-Gd	10.460		10.254	8.844	13.570		8.120
65-Tb	10.000		9.792	8.486	12.980		7.740
66-Dy	9.590		9.357	8.144	12.430		7.460
67-Ho	9.200		8.965	7.865	11.860		7.160
68-Er	8.820		8.592	7.546	11.370		6.860
69-Tm	8.480		8.249	7.318	10.920		6.540
70-Yb	8.149		7.909	7.024	10.480		6.270
71-Lu	7.840		7.601	6.768	10.060		6.020
72-Hf	7.539		7.303	6.544	9.686		5.770
73-Ta	7.252		7.023	6.312	9.316	9.330	5.570
74-W	6.983	6.992	6.757	6.092	8.962	8.993	5.357
75-Re	6.729		6.504	5.885	8.629	8.664	5.150

76-Os	6.490		6.267	5.682	8.310	8.359	4.955
77-Ir	6.262	6.275	6.038	5.500	8.021	8.065	4.780
78-Pt	6.047	6.058	5.828	5.319	7.738	7.790	4.601
79-Au	5.840	5.854	5.624	5.145	7.466	7.523	4.432
80-Hg	5.648	5.677	5.432	4.984	7.232	7.250	4.266
81-Tl	5.460	5.472	5.249	4.823	6.974	7.032	4.116
82-Pb	5.286	5.299	5.076	4.674	6.740	6.802	3.968
83-Bi	5.118	5.130	4.909	4.532	6.521	6.585	3.834
84-Po	4.955	4.958	4.736	4.361	6.290	6.349	3.680
85-At	4.802	4.802	4.581	4.234	6.096	6.156	3.559
86-Rn	4.655	4.657	4.436	4.124	5.911	5.971	3.448
87-Fr	4.515	4.521	4.303	4.008	5.737	5.801	3.322
88-Ra	4.383	4.392	4.178	3.892	5.579	5.642	3.220
89-Ac	4.256	4.270	4.060	3.798	5.389	5.489	3.118
90-Th	4.138	4.151	3.941	3.679	5.245	5.340	3.011
91-Pa	4.022	4.035	3.827	3.577	5.092	5.193	2.910
92-U	3.910	3.924	3.716	3.479	4.946	5.050	2.817

VII. 化学元素的K和L系主要谱线的光子能量

元　素	光子能量(千电子伏)							
	$K\alpha_1$	$K\alpha_2$	$K\beta_1$	$L\alpha_1$	$L\alpha_2$	$L\beta_1$	$L\beta_2$	$L\gamma_1$
3-Li	0.052		—	—	—	—	—	—
4-Be	0.110		—	—	—	—	—	—
5-B	0.185		—	—	—	—	—	—
6-C	0.282		—	—	—	—	—	—
7-N	0.392		—	—	—	—	—	—
8-O	0.523		—	—	—	—	—	—
9-F	0.677		—	—	—	—	—	—
10-Ne	0.851		—	—	—	—	—	—
11-Na	1.041		1.067	—	—	—	—	—
12-Mg	1.254		1.297	—	—	—	—	—
13-Al	1.487	1.486	1.553	—	—	—	—	—
14-Si	1.740	1.739	1.832	—	—	—	—	—
15-P	2.015	2.014	2.136	—	—	—	—	—
16-S	2.308	2.306	2.464	—	—	—	—	—
17-Cl	2.622	2.621	2.815	—	—	—	—	—
18-Ar	2.957	2.955	3.192	—	—	—	—	—
19-K	3.313	3.310	3.589	—	—	—	—	—
20-Ca	3.691	3.688	4.012	0.341		0.344	—	—
21-Sc	4.090	4.085	4.460	0.395		0.399	—	—
22-Ti	4.510	4.504	4.931	0.452		0.458	—	—
23-V	4.952	4.944	5.427	0.510		0.519	—	—
24-Cr	5.414	5.405	5.946	0.571		0.581	—	—
25-Mn	5.898	5.887	6.490	0.636		0.647	—	—

26-Fe	6.403	6.390	7.057		0.704	0.717	—	—
27-Co	6.930	6.915	7.649		0.775	0.790	—	—
28-Ni	7.477	7.460	8.264		0.849	0.866	—	—
29-Cu	8.047	8.027	8.904		0.928	0.948	—	—
30-Zn	8.638	8.615	9.571		1.009	1.032	—	—
31-Ga	9.251	9.234	10.263		1.096	1.122	—	—
32-Ge	9.885	9.854	10.981		1.186	1.216	—	—
33-As	10.543	10.507	11.725		1.282	1.317	—	—
34-Se	11.221	11.181	12.495		1.379	1.419	—	—
35-Br	11.923	11.877	13.290		1.480	1.526	—	—
36-Kr	12.648	12.597	14.112		1.587	1.638	—	—
37-Rb	13.394	13.335	14.960	1.694	1.692	1.752	—	—
38-Sr	14.164	14.097	15.834	1.806	1.805	1.872	—	—
39-Y	14.957	14.882	16.736	1.922	1.920	1.996	—	—
40-Zr	15.774	15.690	17.666	2.042	2.040	2.124	2.219	2.302
41-Nb	16.614	16.520	18.621	2.166	2.163	2.257	2.367	2.462
42-Mo	17.478	17.373	19.607	2.293	2.290	2.395	2.518	2.623
43-Tc	18.410	18.328	20.585	2.424	2.420	2.538	2.674	2.792
44-Ru	19.278	19.149	21.655	2.558	2.554	2.683	2.836	2.964
45-Rh	20.214	20.072	22.721	2.696	2.692	2.834	3.001	3.144
46-Pd	21.175	21.018	23.816	2.838	2.833	2.990	3.172	3.328
47-Ag	22.162	21.988	24.942	2.984	2.978	3.151	3.348	3.519
48-Cd	23.172	22.982	26.093	3.133	3.127	3.316	3.528	3.716
49-In	24.207	24.000	27.274	3.287	3.279	3.487	3.713	3.920
50-Sn	25.270	25.042	28.483	3.444	3.435	3.662	3.904	4.131

元　素	光子能量(千电子伏)							
	$K\alpha_1$	$K\alpha_2$	$K\beta_1$	$L\alpha_1$	$L\alpha_2$	$L\beta_1$	$L\beta_2$	$L\gamma_1$
51-Sb	26.357	26.109	29.723	3.605	3.595	3.843	4.100	4.347
52-Te	27.471	27.200	30.993	3.769	3.758	4.029	4.301	4.570
53-I	28.610	28.315	32.292	3.937	3.926	4.220	4.507	4.800
54-Xe	29.802	29.485	33.644	4.111	4.098	4.422	4.720	5.036
55-Cs	30.970	30.623	34.984	4.286	4.272	4.620	4.936	5.280
56-Ba	32.191	31.815	36.376	4.467	4.451	4.828	5.156	5.531
57-La	33.440	33.033	37.799	4.651	4.635	5.043	5.384	5.789
58-Ce	34.717	34.276	39.255	4.840	4.823	5.262	5.613	6.052
59-Pr	36.023	35.548	40.746	5.034	5.014	5.489	5.850	6.322
60-Nd	37.359	36.845	42.269	5.230	5.208	5.722	6.090	6.602
61-Pm	38.649	38.160	43.945	5.431	5.408	5.956	6.336	6.891
62-Sm	40.124	39.523	45.400	5.636	5.609	6.206	6.587	7.180
63-Eu	41.529	40.877	47.027	5.846	5.816	6.456	6.842	7.478
64-Gd	42.983	42.280	48.718	6.059	6.027	6.714	7.102	7.788
65-Tb	44.470	43.737	50.391	6.275	6.241	6.979	7.368	8.104
66-Dy	45.985	45.193	52.178	6.495	6.457	7.249	7.638	8.418
67-Ho	47.528	46.686	53.934	6.720	6.680	7.528	7.912	8.748
68-Er	49.099	48.205	55.690	6.948	6.904	7.810	8.188	9.089
69-Tm	50.730	49.762	57.576	7.181	7.135	8.103	8.472	9.424
70-Yb	52.360	51.326	59.352	7.414	7.367	8.401	8.758	9.779
71-Lu	54.063	52.959	61.282	7.654	7.604	8.708	9.048	10.142
72-Hf	55.757	54.579	63.209	7.898	7.843	9.021	9.346	10.514
73-Ta	57.524	56.270	65.210	8.145	8.087	9.341	9.649	10.892
74-W	59.310	57.973	67.233	8.396	8.333	9.670	9.959	11.283

75-Re	61.131	59.707	69.298	8.651	8.584	10.008	10.273	11.684
76-Os	62.991	61.477	71.404	8.910	8.840	10.354	10.596	12.094
77-Ir	64.886	63.278	73.549	9.173	9.098	10.706	10.918	12.509
78-Pt	66.820	65.111	75.736	9.441	9.360	11.069	11.249	12.939
79-Au	68.794	66.980	77.968	9.711	9.625	11.439	11.582	13.379
80-Hg	70.821	68.894	80.258	9.987	9.896	11.823	11.923	13.828
81-Tl	72.860	70.820	82.558	10.266	10.170	12.210	12.268	14.288
82-Pb	74.957	72.794	84.922	10.549	10.448	12.611	12.620	14.762
83-Bi	77.097	74.805	87.335	10.836	10.729	13.021	12.977	15.244
84-Po	79.296	76.868	89.809	11.128	11.014	13.441	13.338	15.740
85-At	81.525	78.956	92.319	11.424	11.304	13.873	13.705	16.248
86-Rn	83.800	81.080	94.877	11.724	11.597	14.316	14.077	16.768
87-Fr	86.119	83.243	97.483	12.029	11.894	14.770	14.459	17.301
88-Ra	88.485	85.446	100.136	12.338	12.194	15.233	14.839	17.845
89-Ac	90.894	87.681	102.846	12.650	12.499	15.712	15.227	18.405
90-Th	93.334	89.942	105.592	12.966	12.808	16.200	15.620	18.977
91-Pa	95.851	92.271	108.408	13.291	13.120	16.700	16.022	19.559
92-U	98.428	94.648	111.289	13.613	13.438	17.218	16.425	20.163
93-Np	101.005	97.023	114.181	13.945	13.758	17.740	16.837	20.774
94-Pu	103.653	99.457	117.146	14.279	14.082	18.278	17.254	21.401
95-Am	106.351	101.932	120.163	14.618	14.411	18.829	17.677	22.402
96-Cm	109.098	104.448	123.235	14.961	14.743	19.393	18.106	22.699
97-Bk	111.896	107.023	126.362	15.309	15.079	19.971	18.540	23.370
98-Cf	114.745	109.603	129.544	15.661	15.420	20.562	18.980	24.056
99-Es	117.646	112.244	132.781	16.018	15.764	21.166	19.426	24.758
100-Fm	120.598	114.926	136.075	16.379	16.113	21.785	19.879	25.475

VIII. 化学元素的K、L 和 M 吸收限波长

元素	波长 (Å)								
	K	LI	LII	LIII	MI	MII	MIII	MIV	MV
3-Li	226.950	—	—	—	—	—	—	—	—
4-Be	107.200	—	—	—	—	—	—	—	—
5-B	65.604	—	—	—	—	—	—	—	—
6-C	43.887	—	—	—	—	—	—	—	—
7-N	31.220	—	—	—	—	—	—	—	—
8-O	23.233	—	—	—	—	—	—	—	—
9-F	17.897	—	—	—	—	—	—	—	—
10-Ne	14.170	—	—	—	—	—	—	—	—
11-Na	11.475	—	—	—	—	—	—	—	—
12-Mg	9.512	197.300	—	220.534	—	—	—	—	—
13-Al	7.951	142.500	163.022	163.942	—	—	—	—	—
14-Si	6.745	105.000	122.028	122.761	—	—	—	—	—
15-P	5.787	81.000	95.070	95.801	—	—	—	—	—
16-S	5.018	64.100	75.314	75.868	—	—	—	—	—
17-Cl	4.397	52.100	60.739	61.222	591.900	—	—	—	—
18-Ar	3.871	43.200	50.025	50.446	476.587	—	—	—	—
19-K	3.436	36.400	41.754	42.179	373.456	—	—	—	—
20-Ca	3.070	30.700	35.797	36.173	309.146	—	—	—	—
21-Sc	2.757	26.800	30.943	31.296	264.440	—	—	—	—
22-Ti	2.497	23.400	26.936	27.290	228.816	—	—	—	—
23-V	2.269	19.803	23.877	24.229	201.484	—	—	—	—

24-Cr	2.070	17.840	21.294	21.637	171.626	—	—	—	—
25-Mn	1.896	16.138	19.086	19.417	150.739	—	—	—	—
26-Fe	1.743	14.650	17.188	17.504	132.991	—	—	—	—
27-Co	1.608	13.333	15.545	15.843	118.175	—	—	—	—
28-Ni	1.488	12.201	14.104	14.387	103.062	—	—	—	—
29-Cu	1.380	11.172	12.841	13.113	91.685	137.152	—	793.498	—
30-Zn	1.283	10.262	11.725	11.987	81.898	116.000	—	546.224	—
31-Ga	1.196	9.416	10.728	10.930	73.146	98.670	107.500	405.000	—
32-Ge	1.116	8.692	9.840	10.089	65.116	89.857	93.488	299.437	—
33-As	1.045	8.067	9.056	9.298	58.581	79.123	82.205	238.357	—
34-Se	0.980	7.456	8.347	8.584	52.835	69.999	72.578	187.662	—
35-Br	0.920	6.920	7.721	7.952	46.679	62.341	64.705	150.218	—
36-Kr	0.866	6.444	7.158	7.377	42.071	54.882	57.020	129.756	—
37-Rb	0.816	5.995	6.642	6.861	37.696	49.562	51.527	108.466	109.986
38-Sr	0.770	5.591	6.173	6.387	34.553	44.124	45.866	90.985	92.251
39-Y	0.728	5.226	5.752	5.961	31.453	39.733	41.308	77.850	78.973
40-Zr	0.689	4.889	5.378	5.565	28.474	35.564	36.972	66.136	67.184
41-Nb	0.653	4.595	5.031	5.230	26.482	32.708	34.155	59.815	60.608
42-Mo	0.620	4.323	4.716	4.913	24.413	30.083	31.401	53.277	54.201
43-Tc	0.589	4.068	4.431	4.623	22.500	27.578	28.853	47.507	48.140
44-Ru	0.560	3.837	4.169	4.358	20.945	25.461	26.510	42.660	43.038
45-Rh	0.534	3.623	3.928	4.113	19.453	23.341	24.492	38.561	39.286
46-Pd	0.509	3.425	3.706	3.889	18.109	21.603	22.699	34.940	35.494

1）较新数据可参阅文献[146].

元素	波长 (Å)								
	K	LI	LII	LIII	MI	MII	MIII	MIV	MV
47-Ag	0.486	3.243	3.501	3.680	16.877	20.011	21.061	31.793	32.299
48-Cd	0.464	3.073	3.312	3.488	15.873	18.602	19.614	29.269	29.507
49-In	0.444	2.916	3.137	3.311	14.764	17.314	18.285	26.717	27.165
50-Sn	0.425	2.648	2.975	3.146	13.856	16.050	17.200	24.500	24.900
51-Sb	0.407	2.634	2.824	2.994	13.020	15.072	16.014	22.699	23.114
52-Te	0.390	2.508	2.685	2.853	12.274	14.185	15.079	21.124	21.528
53-I	0.374	2.390	2.555	2.721	11.575	13.344	14.193	19.670	20.050
54-Xe	0.358	2.277	2.434	2.597	10.800	12.532	13.381	18.300	18.716
55-Cs	0.345	2.175	2.321	2.482	10.338	11.824	12.638	17.158	17.607
56-Ba	0.331	2.078	2.214	2.374	9.787	11.156	11.957	16.087	16.513
57-La	0.318	1.988	2.115	2.273	9.316	10.560	11.343	15.060	15.470
58-Ce	0.306	1.902	2.022	2.178	8.844	9.997	10.758	14.242	14.560
59-Pr	0.295	1.822	1.934	2.089	8.394	9.498	10.242	13.429	13.792
60-Nd	0.284	1.747	1.852	2.007	8.026	9.033	9.787	12.789	13.092
61-Pm	0.274	1.675	1.775	1.928	7.550	8.610	9.342	12.160	12.461
62-Sm	0.265	1.608	1.703	1.855	7.338	8.199	8.926	11.547	11.828
63-Eu	0.256	1.545	1.634	1.785	7.013	7.827	8.548	10.975	11.257
64-Gd	0.247	1.485	1.569	1.719	6.703	7.496	8.200	10.457	10.747
65-Tb	0.238	1.428	1.507	1.656	6.398	7.135	7.829	9.958	10.233
66-Dy	0.230	1.375	1.449	1.597	6.139	6.865	7.547	9.506	9.791
67-Ho	0.223	1.323	1.393	1.540	5.892	6.571	7.225	9.079	9.342
68-Er	0.216	1.274	1.341	1.487	5.675	6.283	6.950	8.664	8.950

69-Tm	0.209	1.227	1.291	1.436	5.410	5.985	6.661	8.275	8.541
70-Yb	0.202	1.183	1.243	1.387	5.192	5.724	6.361	7.912	8.164
71-Lu	0.196	1.140	1.198	1.341	4.981	5.480	6.119	7.573	7.813
72-Hf	0.190	1.100	1.155	1.297	4.765	5.238	5.876	7.216	7.450
73-Ta	0.184	1.062	1.114	1.255	4.594	5.041	5.675	6.951	7.183
74-W	0.178	1.025	1.074	1.215	4.407	4.831	5.453	6.649	6.875
75-Re	0.173	0.990	1.037	1.177	4.237	4.632	5.250	6.371	6.597
76-Os	0.168	0.956	1.001	1.140	4.067	4.440	5.052	6.097	6.313
77-Ir	0.163	0.924	0.966	1.105	3.909	4.262	4.858	5.848	6.076
78-Pt	0.158	0.893	0.933	1.071	3.761	4.082	4.679	5.622	5.820
79-Au	0.153	0.863	0.902	1.039	3.669	3.936	4.518	5.374	5.584
80-Hg	0.149	0.835	0.872	1.008	3.476	3.771	4.352	5.182	5.409
81-Tl	0.145	0.807	0.843	0.979	3.348	3.626	4.192	4.992	5.187
82-Pb	0.141	0.781	0.815	0.950	3.217	3.484	4.035	4.793	4.989
83-Bi	0.137	0.756	0.788	0.923	3.097	3.342	3.890	4.601	4.793
84-Po	0.133	0.731	0.762	0.897	2.989	3.209	3.742	4.430	4.624
85-At	0.129	0.708	0.738	0.872	2.850	3.092	3.616	4.267	4.458
86-Rn	0.125	0.686	0.715	0.848	2.740	2.982	3.506	4.112	4.301
87-Fr	0.122	0.665	0.692	0.825	2.650	2.866	3.392	3.966	4.151
88-Ra	0.119	0.644	0.671	0.803	2.576	2.769	3.280	3.829	4.008
89-Ac	0.116	0.625	0.650	0.782	2.470	2.673	3.185	3.698	3.871
90-Th	0.113	0.606	0.629	0.761	2.394	2.577	3.076	3.568	3.742
91-Pa	0.110	0.587	0.610	0.741	2.314	2.483	2.977	3.446	3.628
92-U	0.108	0.570	0.592	0.722	2.240	2.394	2.887	3.339	3.509

IX. 化学元素的K、L和M能级激发电位

元素	激发电势(千伏)								
	K	*LI*	*LII*	*LIII*	*MI*	*MII*	*MIII*	*MIV*	*MV*
1-H	0.014	—	—	—	—	—	—	—	—
2-He	0.025	—	—	—	—	—	—	—	—
3-Li	0.055	—	—	—	—	—	—	—	—
4-Be	0.116	—	—	—	—	—	—	—	—
5-B	0.192	—	—	—	—	—	—	—	—
6-C	0.283	—	—	—	—	—	—	—	—
7-N	0.399	—	—	—	—	—	—	—	—
8-O	0.531	—	—	—	—	—	—	—	—
9-F	0.687	—	—	—	—	—	—	—	—
10-Ne	0.874	0.048	0.022	0.022	—	—	—	—	—
11-Na	1.080	0.055	0.034	0.034	—	—	—	—	—
12-Mg	1.303	0.063	0.050	0.049	—	—	—	—	—
13-Al	1.559	0.087	0.073	0.072	—	—	—	—	—
14-Si	1.838	0.118	0.099	0.098	—	—	—	—	—
15-P	2.142	0.153	0.129	0.128	—	—	—	—	—
16-S	2.470	0.193	0.164	0.163	—	—	—	—	—
17-Cl	2.819	0.238	0.203	0.202	0.020	—	—	—	—
18-Ar	3.203	0.287	0.247	0.245	0.026	—	—	—	—
19-K	3.607	0.341	0.297	0.294	0.033	—	—	—	—
20-Ca	4.038	0.399	0.352	0.349	0.040	—	—	—	—
21-Sc	4.496	0.462	0.411	0.406	0.046	—	—	—	—
22-Ti	4.964	0.530	0.460	0.454	0.054	—	—	—	—
23-V	5.463	0.604	0.519	0.512	0.061	—	—	—	—

24-Cr	5.988	0.679	0.583	0.574	0.072	—	—	—	—
25-Mn	6.537	0.762	0.650	0.639	0.082	—	—	—	—
26-Fe	7.111	0.849	0.721	0.708	0.093	—	—	—	—
27-Co	7.709	0.929	0.794	0.779	0.104	—	—	—	—
28-Ni	8.331	1.015	0.871	0.853	0.120	—	—	—	—
29-Cu	8.980	1.100	0.953	0.933	0.135	0.090	—	0.015	—
30-Zn	9.660	1.200	1.045	1.022	0.151	0.106	—	0.022	—
31-Ga	10.368	1.300	1.134	1.117	0.169	0.125	0.115	0.030	—
32-Ge	11.103	1.420	1.248	1.217	0.190	0.137	0.132	0.041	—
33-As	11.863	1.529	1.359	1.323	0.211	0.156	0.150	0.052	—
34-Se	12.652	1.652	1.473	1.434	0.234	0.177	0.170	0.066	—
35-Br	13.475	1.794	1.599	1.552	0.265	0.198	0.191	0.082	—
36-Kr	14.323	1.931	1.727	1.675	0.294	0.225	0.217	0.095	—
37-Rb	15.201	2.067	1.866	1.806	0.328	0.250	0.240	0.114	0.112
38-Sr	16.106	2.221	2.008	1.941	0.358	0.280	0.270	0.136	0.134
39-Y	17.037	2.369	2.154	2.079	0.394	0.312	0.300	0.159	0.156
40-Zr	17.998	2.547	2.305	2.220	0.435	0.348	0.335	0.187	0.184
41-Nb	18.987	2.706	2.467	2.374	0.468	0.379	0.362	0.207	0.204
42-Mo	20.002	2.884	2.627	2.523	0.507	0.412	0.394	0.232	0.228
43-Tc	21.054	3.054	2.795	2.677	0.551	0.449	0.429	0.260	0.257
44-Ru	22.118	3.236	2.966	2.837	0.591	0.486	0.467	0.290	0.288
45-Rh	23.224	3.419	3.145	3.002	0.637	0.531	0.506	0.321	0.315
46-Pd	24.347	3.617	3.329	3.172	0.684	0.573	0.546	0.354	0.349
47-Ag	25.517	3.810	3.528	3.352	0.734	0.619	0.588	0.389	0.383
48-Cd	26.712	4.019	3.727	3.538	0.781	0.666	0.632	0.423	0.420
49-In	27.928	4.237	3.939	3.729	0.839	0.716	0.678	0.464	0.456

续表

元素	激发电势(千伏)								
	K	*L*I	*L*II	*L*III	*M*I	*M*II	*M*III	*M*IV	*M*V
50-Sn	29.190	4.464	4.157	3.928	0.894	0.772	0.720	0.506	0.497
51-Sb	30.486	4.697	4.381	4.132	0.952	0.822	0.774	0.546	0.536
52-Te	31.809	4.938	4.613	4.341	1.010	0.873	0.822	0.586	0.575
53-I	33.164	5.190	4.856	4.559	1.071	0.929	0.873	0.630	0.618
54-Xe	34.579	5.452	5.104	4.782	1.147	0.989	0.926	0.677	0.662
55-Cs	35.959	5.720	5.358	5.011	1.199	1.048	0.981	0.722	0.704
56-Ba	37.410	5.995	5.623	5.247	1.266	1.111	1.036	0.770	0.750
57-La	38.931	6.283	5.894	5.489	1.330	1.173	1.092	0.823	0.801
58-Ce	40.449	6.561	6.165	5.729	1.401	1.240	1.152	0.870	0.851
59-Pr	41.998	6.846	6.443	5.968	1.476	1.305	1.210	0.923	0.898
60-Nd	43.571	7.144	6.727	6.215	1.544	1.372	1.266	0.969	0.946
61-Pm	45.207	7.448	7.018	6.466	1.642	1.439	1.327	1.019	0.994
62-Sm	46.846	7.754	7.281	6.721	1.689	1.512	1.388	1.073	1.048
63-Eu	48.515	8.069	7.624	6.983	1.767	1.584	1.450	1.129	1.101
64-Gd	50.229	8.393	7.940	7.252	1.849	1.653	1.511	1.185	1.153
65-Tb	51.998	8.724	8.258	7.519	1.937	1.737	1.583	1.245	1.211
66-Dy	53.789	9.083	8.621	7.850	2.019	1.805	1.642	1.304	1.266
67-Ho	55.615	9.411	8.920	8.074	2.104	1.886	1.715	1.365	1.327
68-Er	57.483	9.776	9.263	8.364	2.184	1.973	1.783	1.430	1.385
69-Tm	59.335	10.144	9.628	8.652	2.291	2.071	1.861	1.498	1.451
70-Yb	61.303	10.486	9.977	8.943	2.387	2.165	1.948	1.566	1.518
71-Lu	63.304	10.867	10.345	9.241	2.488	2.262	2.025	1.637	1.586
72-Hf	65.313	11.264	10.734	9.556	2.601	2.366	2.109	1.718	1.664
73-Ta	67.400	11.676	11.130	9.876	2.698	2.459	2.184	1.783	1.725

74-W	69.508	12.090	11.535	10.198	2.812	2.566	2.273	1.864	1.803
75-Re	71.662	12.522	11.955	10.531	2.926	2.676	2.361	1.946	1.879
76-Os	73.860	12.965	12.383	10.869	3.047	2.792	2.453	2.033	1.963
77-Ir	76.097	13.413	12.819	11.211	3.171	2.908	2.551	2.119	2.040
78-Pt	78.379	13.873	13.268	11.559	3.296	3.036	2.649	2.204	2.129
79-Au	80.713	14.353	13.733	11.919	3.379	3.149	2.744	2.307	2.220
80-Hg	83.106	14.841	14.212	12.285	3.566	3.287	2.848	2.392	2.291
81-Tl	85.517	15.346	14.697	12.657	3.702	3.418	2.957	2.483	2.389
82-Pb	88.001	15.870	15.207	13.044	3.853	3.558	3.072	2.586	2.484
83-Bi	90.521	16.393	15.716	13.424	4.003	3.709	3.186	2.694	2.586
84-Po	93.112	16.935	16.244	13.817	4.147	3.863	3.312	2.798	2.681
85-At	95.740	17.490	16.784	14.215	4.350	4.008	3.428	2.905	2.780
86-Rn	98.418	18.058	17.337	14.618	4.524	4.156	3.536	3.014	2.882
87-Fr	101.147	18.638	17.904	15.028	4.678	4.324	3.654	3.125	2.986
88-Ra	103.927	19.233	18.481	15.442	4.811	4.477	3.779	3.237	3.093
89-Ac	106.759	19.842	19.078	15.865	5.019	4.637	3.892	3.352	3.202
90-Th	109.630	20.460	19.688	16.296	5.176	4.810	4.030	3.474	3.313
91-Pa	112.581	21.102	20.311	16.731	5.355	4.993	4.164	3.597	3.416
92-U	115.591	21.753	20.943	17.163	5.532	5.177	4.293	3.712	3.533
93-Np	118.619	22.417	21.596	17.614	—	—	—	—	—
94-Pu	121.720	23.097	22.262	18.066	—	—	—	—	—
95-Am	124.876	23.793	22.944	18.525	—	—	—	—	—
96-Cm	128.088	24.503	23.640	18.990	—	—	—	—	—
97-Bk	131.357	25.230	24.352	19.461	—	—	—	—	—
98-Cf	134.683	25.971	25.080	19.938	—	—	—	—	—
99-Es	138.067	26.729	25.824	20.422	—	—	—	—	—
100-Fm	141.510	27.503	26.584	20.912	—	—	—	—	—

(A-2)400—100A(^{2}He-^{11}Na)

续　表

元素	波长 (Å)						
	40	50	60	70	80	90	100
2-He	2,360	4,670	8,000	12,600	18,500	25,800	34,500
3-Li	7,500	14,000	23,000	34,400	48,400	65,000	83,000
4-Be	16,500	29,100	45,500	65,000	88,000	114,000	142,000
5-B	28,300	47,900	22,000	3,650	5,100	6,700	8,500
6-C	44,100	3,140	4,890	7,000	9,500	12,400	15,700
7-N	2,960	5,100	7,900	11,400	15,600	20,500	26,000
8-O	4,560	7,900	12,400	17,900	24,400	32,000	40,600
9-F	6,600	11,500	17,900	25,800	34,900	45,100	56,000
10-Ne	10,300	17,800	27,300	38,400	51,000	64,000	78,000
11-Na	14,100	23,900	35,800	49,200	64,000	78,000	93,000

(B) 若干有机薄膜和混合气体的质量衰减系数 [$\mu_m(cm^2/g)$][39]

波长 (Å)	聚乙烯醇缩甲醛 $(C_5H_7O_2)_x$	聚酯 $(C_{10}H_8O_4)_x$	空气 O 21%, N 78%, Ar 1%	P_{10} (CH_4) 10%, Ar 90%
2.0	14	14	21	230
4.0	113	116	148	162
6.0	372	384	481	467
8.0	850	870	1090	1020
10.0	1580	1630	2020	1850
12.0	2600	2680	3310	3010
14.0	3920	4040	4980	4500
16.0	5600	5800	7100	6400
18.0	7500	7800	9500	8400
20.0	9900	10200	12400	10900
22.0	12500	12900	15700	13500
24.0	8200	8500	14100	16400
26.0	10100	10400	17100	19600
28.0	12000	12400	20400	22800
30.0	14300	14700	24000	26300
32.0	16700	17200	2290	29700
34.0	19300	19900	2650	33300
36.0	22100	22800	3040	36900
38.0	25000	25800	3460	40500
40.0	28200	29100	3810	37600

续　表

波　长 (Å)	聚乙烯醇缩甲醛 $(C_5H_7O_2)_x$	聚　酯 $(C_{10}H_8O_4)_x$	空　气 O 21%, N 78%, Ar 1%	P_{10} (CH_4) 10%, Ar 90%
42.0	31500	32500	4270	40900
44.0	3250	3350	4780	42600
46.0	3640	3760	5300	45600
48.0	4050	4170	5900	48900
50.0	4450	4590	6400	52000
52.0	4910	5100	6300	
54.0	5400	5600	7000	
56.0	5900	6100	7600	
58.0	6400	6600	8200	
60.0	7000	7200	8900	
62.0	7500	7800	9700	
64.0	8100	8400	10400	
66.0	8700	9000	11200	
68.0	9400	9700	12100	

70.0	10000	10300	12900
72.0	10700	11100	13800
74.0	11400	11800	14700
76.0	12200	12500	15600
78.0	12900	13300	16600
80.0	13600	14100	17600
82.0	14500	14900	18600
84.0	15300	15800	19700
86.0	16100	16600	20800
88.0	17000	17500	21900
90.0	17800	18400	23100
92.0	18800	19400	24200
94.0	19700	20300	25400
96.0	20600	21300	26700
98.0	21600	22300	28000
100.0	22600	23300	29200

XI. 化学元素的 K、L 和 M 系荧光产额的平均值

元　素	K	L	M	元　素	K	L	M
6-C	0.001	—	—	54-Xe	0.876	0.110	0.003
7-N	0.002	—	—	55-Cs	0.882	0.118	0.004
8-O	0.003	—	—	56-Ba	0.888	0.126	0.004
9-F	0.005	—	—	57-La	0.893	0.135	0.004
10-Ne	0.008	—	—	58-Ce	0.898	0.143	0.005
				59-Pr	0.902	0.152	0.005
				60-Nd	0.907	0.161	0.006
11-Na	0.013	—	—	61-Pm	0.911	0.171	0.006
12-Mg	0.019	—	—	62-Sm	0.915	0.180	0.007
13-Al	0.026	—	—	63-Eu	0.918	0.190	0.007
14-Si	0.036	—	—	64-Gd	0.921	0.200	0.008
15-P	0.047	—	—	65-Tb	0.924	0.210	0.009
16-S	0.061	—	—	66-Dy	0.927	0.220	0.009
17-Cl	0.078	—	—	67-Ho	0.930	0.231	0.010
18-Ar	0.097	—	—	68-Er	0.932	0.240	0.011
19-K	0.118	—	—	69-Tm	0.934	0.251	0.012
20-Ca	0.142	0.001	—	70-Yb	0.937	0.262	0.013
21-Sc	0.168	0.001	—	71-Lu	0.939	0.272	0.014
22-Ti	0.197	0.001	—	72-Hf	0.941	0.283	0.015
23-V	0.227	0.002	—	73-Ta	0.942	0.293	0.016
24-Cr	0.258	0.002	—	74-W	0.944	0.304	0.018
25-Mn	0.291	0.003	—	75-Re	0.945	0.314	0.019
26-Fe	0.324	0.003	—	76-Os	0.947	0.325	0.020
27-Co	0.358	0.004	—	77-Ir	0.948	0.335	0.022
28-Ni	0.392	0.005	—	78-Pt	0.949	0.345	0.024
29-Cu	0.425	0.006	—	79-Au	0.951	0.356	0.026
30-Zn	0.458	0.007	—				

31-Ga	0.489	0.009	—	80-Hg	0.952	0.366	0.028
32-Ge	0.520	0.010	—	81-Tl	0.953	0.376	0.030
33-As	0.549	0.012	—	82-Pb	0.954	0.386	0.032
34-Se	0.577	0.014	—	83-Bi	0.954	0.396	0.034
35-Br	0.604	0.016	—	84-Po	0.955	0.405	0.037
36-Kr	0.629	0.019	—	85-At	0.956	0.415	0.040
37-Rb	0.653	0.021	0.001	86-Rn	0.957	0.425	0.043
38-Sr	0.675	0.024	0.001	87-Fr	0.957	0.434	0.046
39-Y	0.695	0.027	0.001	88-Ra	0.958	0.443	0.049
40-Zr	0.715	0.031	0.001	89-Ac	0.958	0.452	0.052
41-Nb	0.732	0.035	0.001	90-Th	0.959	0.461	0.056
42-Mo	0.749	0.039	0.001	91-Pa	0.959	0.469	0.060
43-Tc	0.765	0.043	0.001	92-U	0.960	0.478	0.064
44-Ru	0.779	0.047	0.001	93-Np	0.960	0.486	0.068
45-Rh	0.792	0.052	0.001	94-Pu	0.960	0.494	0.073
46-Pd	0.805	0.058	0.001	95-Am	0.960	0.502	0.077
47-Ag	0.816	0.063	0.002	96-Cm	0.961	0.510	0.083
48-Cd	0.827	0.069	0.002	97-Bk	0.961	0.517	0.088
49-In	0.836	0.075	0.002	98-Cf	0.961	0.524	0.093
50-Sn	0.845	0.081	0.002	99-Es	0.961	0.531	0.099
51-Sb	0.854	0.088	0.002	100-Fm	0.961	0.538	0.106
52-Te	0.862	0.095	0.003				
53-I	0.869	0.102	0.003				

XII. 某些低和中等原子序数化学元素的 K 系荧光产额 ω_K 新近实验值

元素	ω_K	激发方法
3Li	$(1.06\pm0.53)\times10^{-4}$	X射线
4Be	$(3.6\pm1.1)\times10^{-4}$	X射线
	$(3.04\pm0.61)\times10^{-4}$	X射线
5B	$(5.7\pm1.7)\times10^{-4}$	X射线
	$(7.1\pm1.8)\times10^{-4}$	X射线
6C	$(1.6-2.5)\times10^{-3}$ [1]	CP(H^+)
	$\left(1.5{}^{+0.8}_{-0.4}\right)\times10^{-3}$ [2]	CP(H^+)
	$(1.30\pm0.39)\times10^{-3}$	X射线
	$(2.69\pm0.39)\times10^{-3}$ [3]	CP(e^-)
	$(1.13\pm0.24)\times10^{-3}$	X射线
7N	$(4.73\pm0.68)\times10^{-3}$ [3]	CP(e^-)
8O	$(6.45\pm1.10)\times10^{-3}$ [3]	CP(e^-)
9F	$(6.7\pm1.3)\times10^{-3}$	X射线
10Ne	$(1.55\pm0.22)\times10^{-2}$ [3]	CP(e^-)
	$(1.8\pm0.4)\times10^{-2}$	X射线
	0.05—0.4 [4]	CP(Cl^{n+})

12Mg	$(2.15 \pm 0.36) \times 10^{-2}$	X射线
	$(2.80 \pm 0.11) \times 10^{-2}$	X射线
15P	0.056	X射线
	0.060	X射线
16S	0.077	X射线
	0.082 ± 0.003	X射线
17Cl	0.100 ± 0.003	X射线
18Ar	0.123 ± 0.003	X射线
	0.122 ± 0.021	CP(e^-)
22Ti	0.209 ± 0.008	X射线
23V	0.256 ± 0.012	X射线
24Cr	0.279 ± 0.012	X射线
	0.284 ± 0.010	核衰变
	0.267	X射线
25Mn	0.319 ± 0.013	X射线
	0.322 ± 0.005	核衰变
26Fe	0.350 ± 0.008	X射线
	0.358 ± 0.018	核衰变

1) 质子，0.3 至 2MeV.
2) 质子，0.3 至 2MeV ．外推到一个K空位.
3) 电子，0.5 至 11MeV.
4) Cl离子，电荷 5＋至 15＋，50MeV.

续　表

元　素	ω_K	激发方法
27Co	0.391±0.014	X射线
28Ni	0.432±0.008	X射线
29Cu	0.472±0.007	X射线
	0.442±0.011	核衰变
30Zn	0.499±0.009	X射线
32Ge	0.583±0.013	X射线
38Sr	0.699±0.007	核衰变

结 束 语

本世纪八十年代的前五年中，实验高能物理取得了发现弱作用中间玻色子（$W^{\pm}$，z^0）等项重大科学成就，预计在后五年中，国际上新的一代加速器（TRISTAN，TEVATRON，SLC HERA，和LEP 等）将相继运行．我国第一台高能加速器——$2\times2.2/2.8$GeV北京正负电子对撞机（BEPC）也将建成．与此同时包括我国合肥、新竹和北京等三台同步辐射装置在内，国际上最近又将建成十多台新的同步光源．这些大型科研工程的交付使用，标志着高能物理、高能核物理和同步辐射等科技领域又将开始一个新的发展阶段．本书上、下两册有幸在这一时期陆续出版，希望能对我国高能事业的发展起到一些配合作用．作者学识有限，书中难免有错误和不妥之处，敬希读者指正．

本书下册系统地阐述了粒子间各种相互作用性质及其理论解释，包括弱电统一、大统一等新的理论发展．近十多年来人们对粒子间相互作用的本质，有了逐步深入的理解，说明粒子物理学已经逐步地成熟起来了．

在粒子物理理论不断发展的同时，粒子物理学应用工作也已逐步开展．特别是从高能物理实验设备和技术基础上成长起来的同步辐射应用研究工作，近十多年内得到迅猛发展，开始形成了一门新的学科，它所涉及的科学、技术范围甚广，综合性和实用性都很强，已经引起广大科技、实业界的广泛关注．本书第十二章概括地介绍了同步辐射及粒子物理学其它应用，为的是从这一方面指出粒子物理学的实际意义．

下册附录中介绍了北京正负电子对撞机、北京谱仪和合肥及 BEPC 同步辐射实验区的基本情况和主要设计数据．这些大型科研工程设备都属于国家实验室，建成后将面向全国，供有关高等院校，研究机构及工厂、医院等的广大科技工作者进行基础和应用

研究，这两个附录将提供基本信息．需要说明的是，附录中所列部分数据，主要是 1981—1984 年间由设计组提出，并经有关专家会议审查后公布的设计数据，其中一些数据在以后的实际建设中有所变动，未能全部反映到附录之中．

除了谢去病、马中骐等同志对本书进行了系统校阅外，李惕培、吴苍生、张允武和马基茂、张天保等同志校阅了天体物理、同步辐射和其它有关章节．作者感谢北京正负电子对撞机同步辐射实验区建设工作会议（1984 年 3 月于北京）提供的重要资料，以及唐谔生、夏绍健、王德武等同志对同步辐射有关内容提出的宝贵意见．

张文裕、谢家麐、郑林生、包忠谋等教授对本书写作积极支持，作者深表谢意．

粒子物理学是一门迅速发展着的实验科学，系统地了解、掌握这一学科的历史发展和主要现象、规律、概念及理论等内容是重要的，但更重要的是创造性地发展和应用已有知识进行工作．作者在这里引用已故肖健教授生前（1983年 6 月）赠与本书的一段话，作为本书的结束，并与读者、同行共勉：

“作为研究基础物理的物理学家，固然要重视物理学对生产和其他学科的促进，更重要的还应是推进人类对客观世界及物质运动规律的认识．这也就是，必须要‘有所发现，有所发明，有所创造，有所前进’．可是，发现、发明、创造都不是轻而易举的．仅仅分析研究前人的发现、发明、创造，不一定就能使人有所发现、有所发明、有所创造． 有人说过：‘对发明的分析是一种吃力不讨好的工作：即使是最持久、最透彻地研究过去的发明，也不会教给人们怎样去发明一种新东西．纵使是最精通的行家，也许还缺乏创造能力’． 怎么办呢？‘人，作为一个科学家，有两个有力的工具．第一个工具是已被证实的系统知识；第二个是探求、证实和系统化新知识的方法’． 本课程所讲的主要是属于第一个工具的内容，其中有一些也还不能说是已完全被证实和系统化了的；这也是粒子物理学处于当前发展阶段的一个特点．所望于读者的是，千万别忘了对第二个工具的学习和掌握”．

作者完成本书稿和所负责的北京正负电子对撞机通用谱仪和同步辐射实验区两项科研工程设计(见本书附录 VI 和 VII)后，到温格华 TRIUMF 研究中心访问工作，本书下册的校稿工作是 1987 年 4 月在这里进行的. 在不列颠-哥仑比亚大学工作的胡镃亮、叶延林、陈晓艳和武振东等同志参加了校稿工作，作者深表感谢.